

SÉRIE : A 2259
No. D'ORDRE : 3730

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCEL A. D. ATANASIU

PREMIÈRE THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA CONVECTION NATURELLE
ET DE SES DIFFÉRENTS RÉGIMES

DEUXIÈME THÈSE

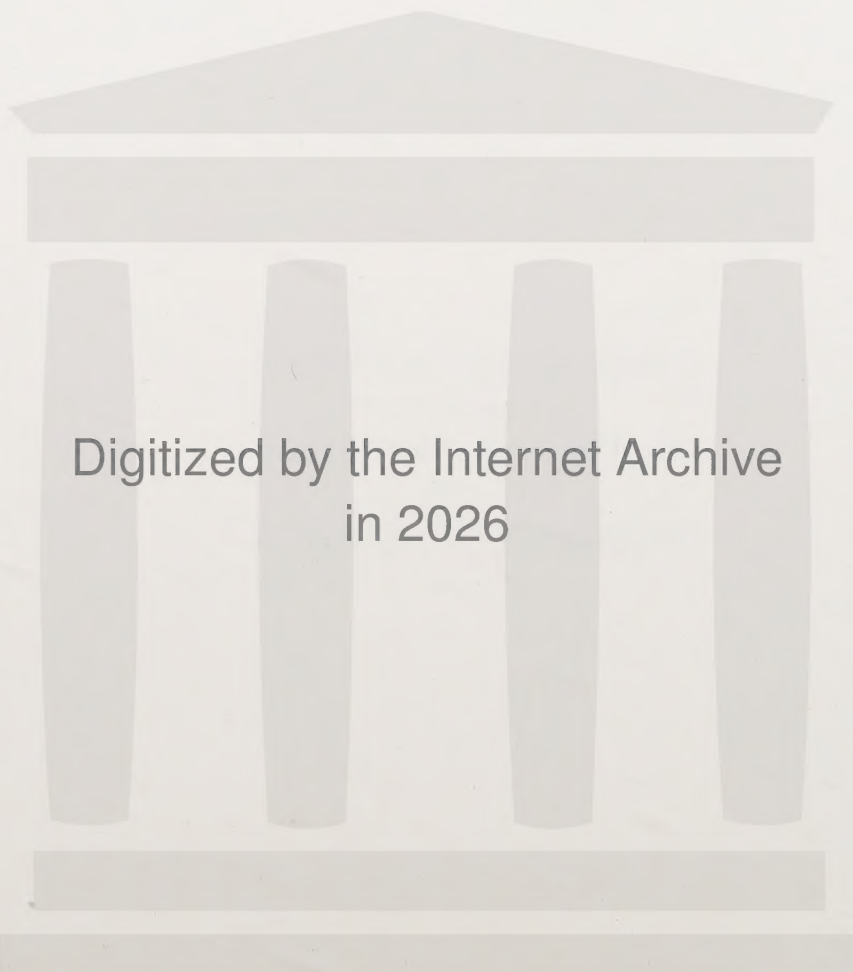
PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ÉLECTRO-ACOUSTIQUE

Soutenues le 20 avril 1940, devant la Commission d'Examen :

Jury.	{	MM. A. COTTON	<i>Président.</i>
		E. DARMOIS	} <i>Examineurs.</i>
		J. VILLEY	

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE
DE LA
CONVECTION NATURELLE
ET DE SES
DIFFÉRENTS RÉGIMES



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552809_0091

SÉRIE : A 2259
No. D'ORDRE : 3130

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCEL A. D. ATANASIU

PREMIÈRE THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA CONVECTION NATURELLE
ET DE SES DIFFÉRENTS RÉGIMES

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ÉLECTRO-ACOUSTIQUE

Soutenues le 20 avril 1940, devant la Commission d'Examen :

Jury. { MM. A. COTTON *Président.*
 E. DARMOIS } *Examineurs.*
 J. VILLEY }

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire . . . M. MOLLIARD.

Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires</i> . . .	H. LEBESGUE.	BLAISE.	G. BERTRAND.
	A. FERNBACH.	DANGEARD.	H. ABRAHAM.
	Émile PICARD.	LÉSTIEAU.	Charles FABRY.
	Léon BRILLCUIN.	MARGHS.	Léon BERTRAND.
	GUILLET.	VESSIOT.	P. WINTREBERT.
	PÉCHARD.	PORTIER.	O. DUBOSQ.
	FREUNDLER.	MOLLIARD.	BOHN.
	AUGER.	IAFICQUE.	RABAUD.

PROFESSEURS

M. CAULLERY . . . T	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	H. BÉGHIN T	Mécanique physique et expérimentale.
Emile BOREL T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	FOCH	Mécanique expérim. des fluides
Jean PERRIN T	Chimie physique.	PAUTHENIER	Physique (P. C. B.).
E. CARTAN T	Géometrie supérieure.	DE BROGLIE T	Théories physiques.
A. COTTON T	Recherches physiques.	CHRÉTIEN	Optique appliquée.
J. DRACH T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.	P. JOB	Chimie générale.
Charles PEREZ . . . T	Zoologie.	LABROUSTE	Physique du Globe.
M. GUICHARD . . . T	Analyse et mesures chimiques.	PRENANT T	Anatomie et histologie comparées.
Paul MONTEL T	Théorie des fonctions et théorie des transformations.	VILLEY	Mécanique physique et expérimentale.
L. BLARINGHEM . . T	Botanique.	COMBES T	Physiologie végétale.
G. JULIA T	Mécanique analytique et mécanique céleste	GARNIER T	Mathématiques générales
C. MAUGUIN T	Minéralogie.	PÉRÉS	Mécanique théorique des fluides.
A. MICHEL-LEVY . . T	Pétrographie.	HACKSPILI	Chimie (P. C. B.).
H. BENARD T	Mécanique expérimentale des fluides.	LAUGIER T	Physiologie générale.
A. DENJOY T	Application de l'analyse à la géométrie.	TOUSSAINT	Technique Aéronautique.
L. LUTAUD T	Géographie physique et géologie dynamique.	M. CURIE	Physique (P. C. B.).
Eugène BLOCH . . . T	Physique.	G. RIBAUD T	Hautes températures.
G. BRUHAT T	Physique.	CHAZY T	Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS T	Enseignement de physique.	GAULT	Chimie (P. C. B.).
A. DEBIERNE T	Physique générale et radioactivité.	CROZE	Recherches physiques.
A. DUFOUR T	Physique (P. C. B.).	DUPONT T	Théories Chimiques.
L. DUNOYER	Optique appliquée.	LANQUINE T	Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLIERMOND . T	Botanique.	VALIRON	Mathématiques générales.
M. JAVILLIER T	Chimie biologique.	BARRABÉ	Géologie structurale et géologie appliquée.
L. JOLEAUD	Paléontologie.	MILLOT	Biologie animale (P. C. B.).
ROBERT-LEVY T	Physiologie comparée.	F. PERRIN	Théories physiques.
F. PICARD	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	VAVON	Chimie organique.
Henri VILLAT T	Mécanique des fluides et applications.	G. DARMOIS	Calcul des probabilités et Physique mathématique.
Ch. JACOB T	Géologie.	CHATTON T	Biologie maritime.
P. PASCAL T	Chimie générale.	AUBEL	Chimie biologique
M. FRÉCHET T	Calcul différentiel et calcul intégral.	Jacques BOURCART .	Géographie physique et Géologie dynamique.
E. ESCLANGON . . . T	Astronomie.	M-me JOLIO-CURIE	Physique générale et radioactivité.
Mme RAMART-LUCAS T	Chimie organique.	PLANTFOL	Biologie végétale (P. C. B.).
		CABANNES	Enseignement de physique.
		GRASSÉ	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST	Chimie (P. C. B.).
		BOULIGAND	Mathématiques.

Secrétaire A. PACAUD.

Secrétaire honoraire . . D. TOMBECK.



A Monsieur A. COTTON,
Président de l'Académie des Sciences de Paris,
Hommage de respectueuse et profonde gratitude

A Monsieur E. DARMOIS,
Professeur à la Sorbonne,
Respectueux hommage de vive gratitude

A Monsieur P. VERNOTTE,
Ingénieur en Chef de l'Aéronautique,
*En témoignage de grande et affectueuse
reconnaissance*

A mes parents,

A ma femme,

A Monsieur D. NECOULA

Je dédie ce travail

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DU COEFFICIENT DE CONVECTION NATURELLE D'UN LIQUIDE

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

Première Partie

LA CONVECTION DE LA CHALEUR

	Page
1. La convection est un phénomène très répandu	3
Chapitre I. <i>Définition du problème :</i>	
2. Qu'est-ce que la Convection	4
3. Son mécanisme	5
4. Où en était la question au début de notre travail	6
5. Objet du présent travail	8
Chapitre II. <i>Coefficient de convection dans un liquide (Huile de ricin) :</i>	
6. Introduction	9
7. Définition	9
8. Choix de la méthode	10
9. Principe de la méthode	10
10. Choix du liquide	11
11. Méthode du régime variable	12
12. Méthode du régime permanent	12

Deuxième Partie

MESURE D'UN COEFFICIENT DE CONVECTION h

A) *Description détaillée des Appareils*

13. Introduction	14
Chapitre III. <i>Calorimétrie :</i>	
14. Enceintes	15
15. Grande Enceinte	16
16. Petite Enceinte	18

	Page
17. Four	19
18. Principe	19
19. Réalisation	19
19 bis. Correction des bouts du circuit chauffant	21
20. Bobinage du fil	22
21. Les Bouchons	23
22. Joint étanche et élastique	24
23. Bornes électriques	25
24. Calorifugation	26
25. Supports	27
 Chapitre IV. Thermométrie :	
26. Choix des thermomètres	29
27. Conditions que devaient remplir les thermomètres	29
28. Réalisation des thermomètres	30
29. Etalonnages des thermomètres	31
30. Remarque	34
31. Deuxième remarque	34
32. Corrections thermométriques	35
33. Mise en route d'une expérience	35
34. Remarque importante	38
 B) Mesures	
 Chapitre V. Conduite d'une expérience :	
35. Mesure directe de la puissance W	38
36. Méthode de la puissance stationnaire	39
37. Difficulté d'obtention d'un régime absolument permanent	39
38. Remarque permettant l'interprétation des mesures dans le cas de non obtention du régime permanent	40
 Chapitre VI. Dépouillement d'une série d'expériences:	
39. Introduction	48
A) Précision des mesures:	
40. Précision sur W	49
<i>a)</i> Précision sur V (aux bornes de la résistance R du four)	
<i>b)</i> Précision sur R	
41. Précision sur $\Delta\theta$ ($\theta_{Four} - \theta_{Enceinte}$)	49
42. Précision sur h (coefficient de convection)	49
B) Résultats:	
43. Introduction	51
44. Calculs préliminaires	51
45. Calcul de h_0 . Conductance théorique de l'ensemble four-enceinte	53
45 bis. Remarque importante	53
46. Mesure d'un coefficient h dans la région de la convection ordinaire	
<i>a)</i> Coefficient relatif	
<i>b)</i> Coefficient absolu	
47. Conclusions	56

Troisième Partie

Page

CRITÈRE DE PÉCLET-VERNOTTE, PRÉ-RÉGIME DE LA CONVECTION

48. Introduction	56
Chapitre VII. Critère de Péclet-Vernotte:	
A) Potentiel thermique de la Conduction pure:	
49. Régime variable avec symétrie sphérique	57
50. Régime permanent	57
51. La plus grande amplitude de vitesse possible d'une particule dans un milieu chauffé	58
B) Application du critère Péclet-Vernotte à notre système:	
52. Expression analytique	59
53. Résultats	61
54. Mise en évidence du Pré-régime Convectif	63

Quatrième Partie

VARIATION DU COEFFICIENT DE CONVECTION
 AVEC LES DIMENSIONS GÉOMÉTRIQUES DU DISPOSITIF EXPÉRI-
 MENTAL

Chapitre VIII. Similitude:

55. Dispositif	67
56. Variation du coefficient de convection h avec la conductance h_0 du système	67
Conclusions générales	68
Bibliographie	71
Deuxième thèse: Questions données par la Faculté: Electro-Acoustique	73

INTRODUCTION

Des mesures quantitatives dans la convection naturelle des liquides, il n'en existait pas avant ce travail. Ces mesures, réputées comme très difficiles sinon impossibles, étaient soigneusement évitées.

Nous avons entrepris la mesure des coefficients de convection de l'huile de ricin et la recherche du seuil du régime pré-convectif. L'huile était intéressante parce qu' utilisée sur une grande échelle dans l'industrie et puis l'apparition du seuil pré-convectif devait être plus facile à obtenir avec un liquide des plus visqueux.

Ces mesures ont été faites après celles que Monsieur P. VERNOTTE a effectuées sur l'air. Aussi notre travail commence-t-il par les idées essentielles que Monsieur VERNOTTE a émises et contrôlées sur le problème de la convection en général et de la convection naturelle en particulier.

Nous avons exploré le domaine de la convection ordinaire, par la méthode du régime permanent et avons mesuré des coefficients de convection reproductibles à une grande précision.

La difficulté de l'obtention du régime permanent, a absorbé la plupart de nos efforts. Ils ont abouti à l'interprétation géométrique personnelle, que nous avons donnée à certaines expériences manquées, au point de vue régime, mais que nous avons pu cependant interpréter.

A cause des circonstances, la fin du travail a dû être hâtée.

Nous avons atteint et dépassé le seuil du pré-régime convectif, mettant en évidence la zone instable, sans, toutefois, pouvoir étudier celle-ci systématiquement.

La variation du coefficient de convection h avec le dispositif géométrique est aussi à compléter.

Quant à l'étude de la variation de h avec la température absolue, elle reste entièrement à faire.

Monsieur le Professeur A. Cotton, a bien voulu nous accueillir au Laboratoire de Recherches Physiques de la Sorbonne, afin de permettre et faciliter la réalisation de ce travail. Nous avons trouvé auprès de lui

l'appui moral de sa haute compréhension et un appui matériel sans réserve. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de notre respectueux dévouement et de notre profonde gratitude.

Monsieur E. DARMOIS, Professeur à la Sorbonne, a bien voulu s'intéresser et nous soutenir moralement de sa grande sollicitude durant nos recherches. Nous lui présentons l'expression de notre vive reconnaissance.

A Monsieur M. AUBER, Maître de Conférence à la Sorbonne, grâce auquel nous avons entrepris ce travail, et auprès duquel nous avons trouvé une bienveillante compréhension nous adressons ici l'expression de notre affectueuse gratitude.

Nous avons commencé ces recherches au Laboratoire de Physique Générale du Ministère de l'Air, en tant que collaborateur extérieur. Nous adressons nos remerciements à Monsieur SEGUIN, Directeur du Service des Recherches et à Monsieur JOUGLARD, Directeur du Service Technique ainsi qu'au personnel des Ateliers pour la façon dont on nous a facilité ce travail et exécuté les appareils.

Nous remercions également le personnel du Laboratoire de Recherches Physiques de la Sorbonne et de l'Atelier pour le précieux concours accordé.

A Monsieur P. VERNOTTE, Ingénieur en Chef de l'Aéronautique, qui a dirigé ce travail et qui nous a encouragé, constamment, de son inépuisable bienveillante et amicale sollicitude, nous adressons plus spécialement un sentiment de profonde et affectueuse reconnaissance.

Marcel A. D. ATANASIU

Avril, 1940.

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE LA CONVECTION NATURELLE ET DE SES DIFFÉRENTS RÉGIMES

PREMIÈRE PARTIE

LA CONVECTION DE LA CHALEUR ¹⁾

1. *La convection* est un phénomène très répandu. Il n'y a pas d'échange d'énergie thermique, au sein d'un fluide, sans convection, sauf dispositifs spéciaux, bien entendu. Ceci en ce qui concerne la convection naturelle. Quant à la *convection* « à froid » [1] ²⁾ on peut dire qu'elle ne souffre pas d'exception. Dès qu'il y a mouvement dans un fluide, — soit par suite des frottements des couches du fluide sur le corps, soit à cause de l'échauffement dû au frottement même de ces couches les unes sur les autres — il y a, partant convection.

Ce phénomène a dû être au moins observé (dès l'apparition domestique du feu) dans l'ébullition de l'eau. Mais celui-ci n'est pas indispensable. Il n'y a qu'à observer le trouble convectif de l'air, l'été, au voisinage d'une terre bien chaude.

Mais la convection ne fut l'objet que très tard de l'attention des chercheurs. Il faut citer, cependant, les expériences de Péclet, vieilles d'un siècle.

A quoi attribuer cette indifférence du monde scientifique?

Dès le début, la convection est apparue dans toute sa complexité, trop compliquée pour les moyens d'investigation alors existants. Tandis que la conductibilité, paraissait, elle, très bien définie.

¹⁾ Le présent travail a servi, sur exemplaires dactylographiés, à l'obtention du grade de Docteur ès Sciences Physiques, le 20 avril 1940, devant le Jury de la Faculté des Sciences de Paris, présidé par M. le Professeur A. Cotton. Il paraît, donc, avec un retard de huit ans à cause des circonstances.

²⁾ Les chiffres entre crochets [] renvoient à la bibliographie, à la fin du travail.

Mal connue, semblant ne se plier à aucune discipline mathématique, la convection finissait par inspirer une grande méfiance.

Tout comme avec les grossissements progressifs des appareils optiques, de nouveaux micro- et macro-mondes nous apparurent, ainsi, à la faveur d'une Mécanique des fluides, perfectionnée, au service de l'Aviation et de la Météorologie, on découvrit les possibilités d'une nouvelle science sortie du phénomène si soigneusement banni.

C'est la marche logique des méthodes systématiques: aller du simple au compliqué. La convection après la conduction.

Reprendre et exposer en détail l'histoire entière de la convection, cela dépasse le cadre de ce travail, qui ne s'occupera que de l'un des multiples aspects de la question. Et puis ce serait répéter l'exposé critique qu'en a fait M. P. V e r n o t t e, dans lequel cet auteur nous montre la juste part de la convection dans la Mécanique des Fluides, et termine en nous présentant la convection comme « *une science de bonne qualité* » [1].

CHAPITRE I

DÉFINITION DU PROBLÈME

2. Qu'est-ce que la convection?

La *Convection* de la chaleur — le mot même l'indique — est un *transport* d'énergie dû au *déplacement* du support, de la substance qui sert de véhicule à cette énergie.

De la façon la plus générale, on appellera *convection de la chaleur* dans la sein d'une masse fluide quelconque (liquide ou gazeuse) *tout phénomène de propagation thermique* apparaissant dans un milieu du fait d'un mouvement de ses particules ¹⁾.

Si la distribution des vitesses est indépendante du potentiel thermique, la *convection* est dite *forcée*.

C'est le cas d'un corps chaud se déplaçant dans un milieu quelconque avec une vitesse imposée indépendante de sa température. Les vitesses qu'acquière les particules du milieu sont fonction, non seulement du potentiel thermique du milieu (influence parfois négligeable) mais surtout de la vitesse du corps.

Lorsque le champ des vitesses dans la masse du fluide est fonction uniquement du potentiel thermique local, nous avons affaire à la *convection naturelle*.

C'est le cas de l'immobilité du corps chaud dans ce même milieu. Les vitesses des particules sont fonction uniquement du « *tirage* » [2], de

¹⁾ *Particule* est pris dans le sens de *petite masse*. (Expression courante en Acoustique et Hydrodynamique. Le mot « *parcelle* », moins employé, serait plus heureux, car le mot « *particule* » a pris, par ailleurs, le sens de corpuscule organisé).

la pression locale, ou des différences de densité, créées par les couches chaudes.

Ce sera aussi le cas des phénomènes étudiés dans notre travail.

3. *Son mécanisme.* Quel que soit le dispositif, à l'origine, il se forme autour du corps chaud une couche de fluide plus chaude que le milieu environnant. Celle-ci étant plus chaude se dilate; elle devient donc moins dense que le milieu.

Il en résulte une force d'Archimède¹⁾ qui tend à arracher les particules de fluide contenues dans cette couche.

Ces particules, se détachant, créent un courant qui sera le courant de convection.

Donc, dans le dispositif le plus général, il n'y a pas lieu de considérer le cas d'une conduction pure. Celle-ci ne pourra se présenter que dans une distribution très spéciale du potentiel thermique, celle où celui-ci est rectiligne (problème à une dimension) ou de courbure négligeable devant les dimensions du champ d'expérience, cas très exceptionnel [4].

Il a été réalisé expérimentalement par H. Bénard [5] dans un dispositif spécial. Il opérait sur une couche de spermaceti de 1 mm d'épaisseur, et obtenait des équilibres préconvectifs où la conduction était bien pure.

La limite de la stabilité des bandes de tourbillons de la couche fit l'objet d'un calcul de Lord Rayleigh. P. Vernotte en a montré [6] le caractère insoutenable, puisqu'on s'appuie sur les équations de Boussinesq, qui, étant linéaires, admettent des solutions où les coordonnées entrent par des expressions sinusoïdales. On en déduit que la force d'Archimède est nulle, et les équations de Boussinesq, inapplicables [4].

M. Vernotte a donné la valeur exacte du critère de stabilité des Tourbillons de Bénard. Le Critère de Vernotte fait disparaître la discordance entre les mesures de Bénard et la « théorie ».

Le plus souvent, le phénomène de la convection se présente très complexe, de façon à décourager les mathématiciens dotés de la meilleure bonne volonté [1]. Ce qui n'est pas pour étonner, car, comme dans tout problème de conditions aux limites exigées par les solutions mathématiques simples, dans la convection, ces conditions sont irréalisables dans la pratique. Les théories fournies, pour la plupart, s'appliquent à des cas très spéciaux ou même fictifs; elles ne peuvent servir à l'expérimentateur. Celui-ci est obligé de forger, dans chaque cas, des raisonnements spéciaux.

Ce qui fit que longtemps la convection rebuta les physiciens.

¹⁾ Sauf si les points chauds sont les plus hauts du domaine et dans un cas d'équilibre préconvectif examiné par M. P. Vernotte [3].

Il est arrivé pour la convection ce qui est arrivé pour quantité de phénomènes physiques. Jugés un moment comme secondaires, puis étudiés à nouveau plus tard, ils sont devenus le point de départ de nouvelles méthodes, sinon d'une nouvelle science.

Un exemple frappant est présenté par l'émission secondaire dans les tubes électroniques. Gênant beaucoup l'amplification de ces derniers, elle a fait naître d'abord la grille de freinage, puis, le tube électronique dit « à cathode froide », cellule déphaseuse sans inertie.

Du phénomène de la transmission d'une énergie thermique, on ne voulut voir d'abord d'intéressant que la partie relative à la pure conduction.

La convection fut soigneusement évitée comme phénomène secondaire dans la plupart des mesures de conductibilité.

La méthode classique de mesure d'un coefficient de conductibilité d'un liquide prévoit le chauffage de celui-ci par le dessus. On supprime ainsi les troubles de la convection, par rapport à la pure conduction de la chaleur.

Avec le développement de la Mécanique des Fluides, on passa à une autre phase. Les phénomènes convectifs furent pris en considération. Mais ce firent là des études isolées, dont certaines, d'ailleurs, étaient remarquables.

La convection, en tant que science n'existait pas encore. N'oublions pas, toutefois, les travaux théoriques fondamentaux de B o u s s i n e s q sur les fluides parfaits.

M. P. V e r n o t t e a, le premier, amorcé véritablement une théorie d'ensemble de la convection dans les fluides réels et en a commencé une étude systématique.

Il a été frappé, dans la région des petits échauffements, de certaines discordances dans la courbe du coefficient de convection en fonction des écarts de température, cherchées également, sur son conseil et postérieurement trouvées par M. B o r y, l'un de ses élèves.

Il a entrepris des mesures méthodiques, sur l'air, dans une enceinte de cuivre de dimensions de l'ordre du double décimètre. Mais, comme il mesurait les écarts de température avec un thermocouple à un seul élément, il ne put descendre qu'à 0,5° C. d'écart.

Bien que cet écart fût assez voisin du zéro, il constata que la courbe du coefficient h de convection ne semblait pas tendre vers la *limite naturelle de la convection qui est la conductance pure* (calculée dans le cas de son appareil).

Donc flagrante discordance entre la théorie et l'expérience.

4. *Où en était la question au début de notre travail?* Dans une Note [2] à l'Académie, M. P. V e r n o t t e précise :

« C'est le phénomène complet (moins le rayonnement) de déperdition de chaleur dans un fluide étendu, qu'il faut nommer convection.

« Si nous retranchons l'effet de la conduction pure, nous obtenons une différence, dénuée de sens physique, et que nous nommerons *Convection apparente* ».

Le coefficient de convection apparente est défini comme le rapport de la puissance dissipée W , l'écart de température θ correspondant

$$h = \frac{W}{\theta}$$

Les différences de pression étant proportionnelles à l'écart de température θ , la vitesse d'entraînement sera proportionnelle à la racine carrée de θ , la viscosité étant négligée.

Le coefficient de convection d'un corps immergé dans un fluide en mouvement étant, en gros, proportionnel à la racine carrée de la vitesse du fluide, *serait proportionnel à la racine quatrième de θ* . Il deviendrait infiniment petit avec θ .

C'est cette conséquence classique¹⁾ que M. V e r n o t t e, en 1932, se proposait de vérifier.

Il décrit ensuite son dispositif expérimental et nous arrivons aux conclusions finales.

M. V e r n o t t e trouva, pour des écarts de température variant de 100° C à 0,5° C — entre un four d'argent (Cu 10% pour la facilité de l'usinage) plein, ellipsoïdal, d'axes 16, 11, 11 mm et l'air ambiant emprisonné dans une enceinte en Cu — que le coefficient de convection h est représentable par la loi empirique

$$h = 1 + 0,7 x + 0,02 x^2$$

dans tout l'intervalle considéré, avec $x = \theta^{\frac{1}{4}}$.

La conductance thermique de l'espace four-enceinte, calculée, était 0,6.

On en déduisait qu'aux échauffements extrêmement petits il y avait un changement profond dans la loi de la convection.

Ce qui faisait penser à l'existence d'un régime convectif préliminaire qui aurait pour limite la conduction pure.

Ce régime, nous l'appellerons le *pré-régime convectif*, le *premier régime*, le *régime préliminaire* ou *pré-régime* tout court.

Le premier régime, M. B o r y l'a mis en évidence en étudiant les petits échauffements de fils de platine de quelques microns de diamètre [7].

¹⁾ La théorie classique que rapportait M. P. V e r n o t t e correspond, d'ailleurs, ainsi qu'il l'a indiqué, à un cas où le flux de chaleur, par conduction pure, était nul. On a eu le tort de croire général ce cas particulier.

M. V e r n o t t e montre que les points obtenus par M. B o r y se placent sur la droite passant par le point correspondant à la conduction pure.

Il restait à interpréter ces résultats. M. V e r n o t t e montre que dans le premier régime de la convection, le coefficient de convection apparaît comme la somme d'un terme de conduction pure et d'un terme dépendant de la vitesse par le nombre sans dimensions

$$\gamma = \frac{c\rho L^2 \nu}{kl}$$

$c\rho$ = chaleur spécifique volumique

k = conductibilité à zéro °C

ν = vitesse d'entraînement

l = longueur des plans limite

L = distance des plans limite

0° et γ° = température des deux surfaces limite (plans).

Si γ , donc ν , est petit, le terme convectif est proportionnel à ν ;

Si γ est grand, il est proportionnel à $\sqrt{\nu}$.

Par la suite, M. V e r n o t t e n'explique plus ce mécanisme [8], mais il applique aux vitesses, provoquées par la présence du corps chaud, les résultats généraux de l'aérodynamique.

Il nous montre que le nombre de P é c l e t correspond exactement à celui de R e y n o l d s. En effet $\frac{Wl}{K}$ dérive de $\frac{Wl}{\nu}$ où l'on a remplacé la viscosité cinématique (M. V e r n o t t e dit: la *diffusibilité cinématique*) ν , par la « *diffusibilité thermique* » K .

Les régimes successifs de convection sont prévus (tout au moins dans le domaine des vitesses assez faibles pour laisser leur validité aux équations) en donnant au nombre de P é c l e t les valeurs critiques trouvées en aérodynamique pour le nombre de R e y n o l d s.

5. *Objet du présent travail.* Il était donc intéressant de savoir ce qui se passait à l'intérieur de ce domaine préliminaire de la courbe de h .

On pressentait que l'on ne pourrait peut-être pas passer du régime conductif au régime convectif ordinaire par une courbe continue.

On ne pouvait songer à continuer des mesures sur l'air dans les mêmes conditions que M. V e r n o t t e. En adoptant le thermocouple, il eût fallu, pour avoir une sensibilité suffisante, tout un système de couples différentiels qui n'eussent pu se loger sur le petit four en argent, qui localisait la zone chaude du fluide.

L'air étant peu visqueux, il eut fallu descendre à des écarts $\Delta\theta$ très petits. Nous serions constamment restés au-dessus de la région préliminaire.

Dans son exposé de 1934, déjà cité, M. V e r n o t t e indiquait ce que l'on pouvait attendre d'une étude faite sur l'huile de ricin. En effet, il est aisé de prévoir qu'ayant affaire à un liquide des plus visqueux, on pouvait n'avoir pas besoin de descendre aussi loin dans l'échelle des petits écarts de température.

Sur les directives de M. V e r n o t t e, nous avons entrepris de continuer l'étude commencée par lui, de la convection dans l'air, par une *étude nouvelle de la convection naturelle dans les liquides*, en l'espèce *l'huile de ricin*.

Nous nous sommes donc proposé de descendre dans nos mesures — dans l'échelle des plus petits écarts de température — jusqu'au régime le plus voisin qu'il fût possible, de la conduction pure.

Nous nous sommes préoccupé, en outre, de ne pas troubler le phénomène de la convection par le dispositif expérimental.

Nous donnerons les explications nécessaires au fur et à mesure de l'exposé de notre travail.

CHAPITRE II

COEFFICIENT DE CONVECTION DANS UN LIQUIDE (HUILE DE RICIN)

6. *Introduction.* Notre programme du début prévoyait l'étude du coefficient h sur plusieurs huiles. Bien que des comparaisons de ce genre soient difficile à faire entre des liquides différents [9], en prenant des huiles, dont le coefficient de viscosité cinématique ν ne varie pas beaucoup (mais cependant suffisamment) nous aurions présenté, sinon une étude complète, du moins systématique de la convection dans un liquide et en particulier dans les huiles.

Malheureusement la longueur des expériences nous a limité à l'unique étude de l'huile de ricin pour laquelle, dans le régime ordinaire de la convection, nous donnons les coefficients de convection h pour quatre dispositif géométriques différents.

Nous nous proposons, d'ailleurs, de continuer ultérieurement cette étude dans de meilleures conditions.

7. *Définition.* A condition de bien préciser les circonstances de l'expérience, on pourra parler d'un *coefficient de convection* régissant les échanges thermiques dans lesquels nous négligerons l'énergie dûe au rayonnement proprement dit.

C'est un coefficient de *convection totale* que nous allons définir. Nous ne chercherons pas à en défalquer ce qui pourrait être pris pour la part propre de la conduction. Ce qui n'aurait, d'ailleurs, comme nous l'avons dit, aucun sens, car, sans conduction, il n'y aurait pas de convection [1] [2].

Le coefficient de convection nous renseigne sur la propriété du milieu de transmettre par convection l'énergie reçue.

Celle-ci se manifeste par l'existence d'un écart de température entre le corps chaud et le milieu considéré pris jusqu'à l'infini. Cet écart est, en fait, presque entièrement localisé au voisinage immédiat du corps chaud, les surfaces isothermes y étant plus serrées.

Pratiquement, il suffira de relever la température du milieu, assez loin du corps chaud eu égard à ses dimensions, mais cependant à distance finie et même relativement proche, et de nous assurer de l'uniformité de cette température dans la région de la mesure.

Si W est la puissance dissipée, θ l'écart de température, on est conduit à définir h par l'égalité.

$$h = \frac{W}{\theta}$$

Pour des problèmes courants, h ne dépend pas de l'état des surfaces en présence, à moins que cet état ne soit particulièrement spécial.

Il dépend par contre de l'écart de température θ et de la température absolue T .

Nous ne mentionnerons que pour mémoire la définition d'un coefficient de convection «à froid» dans les expériences de M. Brun, qui définissait et mesurait un coefficient de convection forcée [10].

8. *Choix de la méthode.* Pour mesurer un coefficient de convection, il existe, comme on sait, d'innombrables dispositifs, mais peu de méthodes distinctes.

Le cas spécial de convection que nous voulons étudier relève des mêmes méthodes générales de mesure. Il faudra essentiellement adapter la méthode aux très petits écarts de température, et choisir le dispositif géométrique le plus judicieux.

Nous n'avons pas repris les expériences sur les fils chauds.

Nous avons entamé une nouvelle étude sur les liquides, en reprenant le principe du four chauffant de M. Vernotte.

Ce procédé expérimental pouvait, du fait de sa nouveauté, apporter des recoupements aux mesures effectuées par d'autres méthodes.

9. *Principe de la méthode.* Un petit four, en métal très bon conducteur, en argent, monobloc, ellipsoïdal, de révolution autour de l'axe vertical, contenant un circuit résistant, chauffant en spirale, en très bon contact thermique avec lui, et le réservoir d'un thermomètre, dissipe au sein d'une masse de liquide (huile de ricin) de l'énergie électrique sous forme de chaleur.

Cette masse d'huile est enfermée hermétiquement dans la cavité sphérique d'une enceinte métallique monobloc (afin de ne pas créer des

En outre, les résultats de l'enquête ont permis de constater que les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}$$

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

Les personnes qui ont participé à l'enquête ont été très satisfaites de la qualité de l'information fournie.

11. *Méthode du régime variable.* Ayant défini un coefficient de convection instantané

$$h = -\frac{\theta}{0}$$

nous pourrions lui faire subir une correction [9] permettant de déduire la valeur de h correspondant au régime permanent.

À cause de la grande conductibilité du métal, eu égard à la petitesse relative du coefficient de convection, la température du four et de l'enceinte est pratiquement uniforme dans tout leur volume. Pour l'enceinte, elle sera celle de l'huile au contact.

Il n'en subsiste pas moins des difficultés d'évaluation précise des termes correctifs et le calcul n'en serait pas très commode.

Aussi avons-nous trouvé qu'il n'était pas souhaitable de chercher une difficulté supplémentaire dans la mesure d'un phénomène suffisamment complexe par lui-même.

12. *Méthode du régime permanent.* Nous mettons une expérience en marche et nous attendons que la température du four et celle de l'enceinte se stabilise.

La température de cette dernière étant fonction de la température ambiante, à laquelle se font nos mesures, nous prendrons certaines précautions indiquées par ailleurs.

La constante de temps de l'enceinte joue un certain rôle dans les mesures courantes du coefficient de convection h . Pour les petits écarts de température, elle doit être suffisamment grande, de l'ordre de quelques heures, afin que l'on soit prémuni contre les variations rapides de la température ambiante. C'est ce que nous avons obtenu avec la calorifugation de nos deux enceintes.

La grande enceinte E_G , présente une constante de temps de l'ordre de trois heures, la petite, E_P , présente une constante de temps de l'ordre de une heure et demie.

Au moment où la variation de température de l'enceinte a atteint un palier, on fait les lectures des thermomètres et on en déduit la différence $\Delta\theta$.

Pratiquement, nous avons dû effectuer des mesures pendant des durées de 10 h à 12 h, et parfois plus.

Comme il était à prévoir, certains jours orageux et à certaines époques de l'années (au printemps, à l'automne, ou aux sauts de température) nos observations n'aboutissaient, au lieu de paliers, qu'à des variations tantôt positives, tantôt négatives. Elles étaient à rejeter.

Pour arriver à une bonne mesure, il faut que la variation de température de l'ensemble (partant celle de l'atmosphère ambiante) soit progressive, lente et de même sens.

Il eut fallu pouvoir opérer dans une vraie cave isotherme, sans lumière et sans présence d'opérateur. La chaleur dissipée par le four, dans le cas des mesures du pré-régime, est assez faible pour ne pas amener de changement dans la température de l'enceinte, et, à condition que les deux pièces thermostatiques qui auraient constitué la cave (celle des encientes

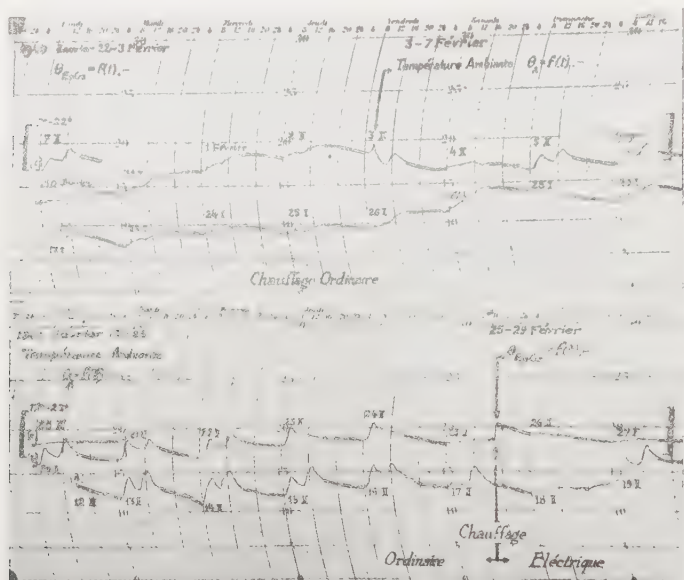


Fig. 2. — Graphiques du thermomètre-sonde enregistreur. On remarque, nettement, les deux points de chauffage à 11^H et à 16^H. — (Une feuille a servi deux semaines).

et celle de l'opérateur et des lunettes de visée) fussent suffisamment spacieuses, l'exécution des lectures n'eut amené, aussi, aucune perturbation thermique.

DEUXIÈME PARTIE

MESURE D'UN COEFFICIENT DE CONVECTION h

A) Description détaillée des Appareils

13. *Introduction.* Les appareils que nous présentons n'ont pas la prétention d'être définitifs. Nous pensons qu'ils sont susceptibles de quelques améliorations relatives, à la fermeture plus étanche des bouchons, au joint étanche et élastique permettant au thermomètre coudé de

traverser le bouchon, et aux bornes isolées qui permettent le passage d'un conducteur électrique isolé à travers la masse du bouchon.



Fig. 3. — Vue générale de l'installation. 1. Grande enceinte. 2. Petite enceinte. 3. Radiateur électrique. 4. Blocs d'étalonnage des thermomètres 5. Clefs.

Mais, tels qu'ils sont, nos appareils (fig. 3) nous ont donné satisfaction et nous comptons nous en servir encore ¹⁾.

CHAPITRE III CALORIMÉTRIE

14. *Enceintes.* La masse du liquide à étudier (l'huile de ricin) se trouve renfermée dans un bloc d'Alpax (aluminium-silicium).

Nous avons adopté cet alliage pour la facilité avec laquelle il se prête à la coulée de nos enceintes « monobloc », pour sa grande conductibilité qui permet une grande uniformisation de température et pour sa grande légèreté relative, ce qui rend l'appareil plus maniable.

Le principe qui nous a guidé, dans l'établissement de ces dispositifs, a été celui de créer un « monobloc ». Ainsi, nous avons disposé le bouchon, de dimensions relativement très réduites à la partie inférieure de l'enceinte.

¹⁾ Des événements, indépendants de notre volonté, nous ont empêché de mettre ce projet à exécution, jusqu'à ce jour.

Ceci permet une facile uniformisation de la température dans la région où le flux de chaleur atteint à travers l'huile la paroi sphérique de l'enceinte, et on évite les fuites thermiques [11].

Nous en avons réalisé deux types, que nous avons désignés par :

Grande Enceinte E_G .

Petite Enceinte E_P .

15. *Grande Enceinte E_G* (fig. 4). La masse d'Alpax a la forme d'un cylindre de diamètre $\varnothing = 30$ cm et de hauteur $h = 32$ cm (environ).

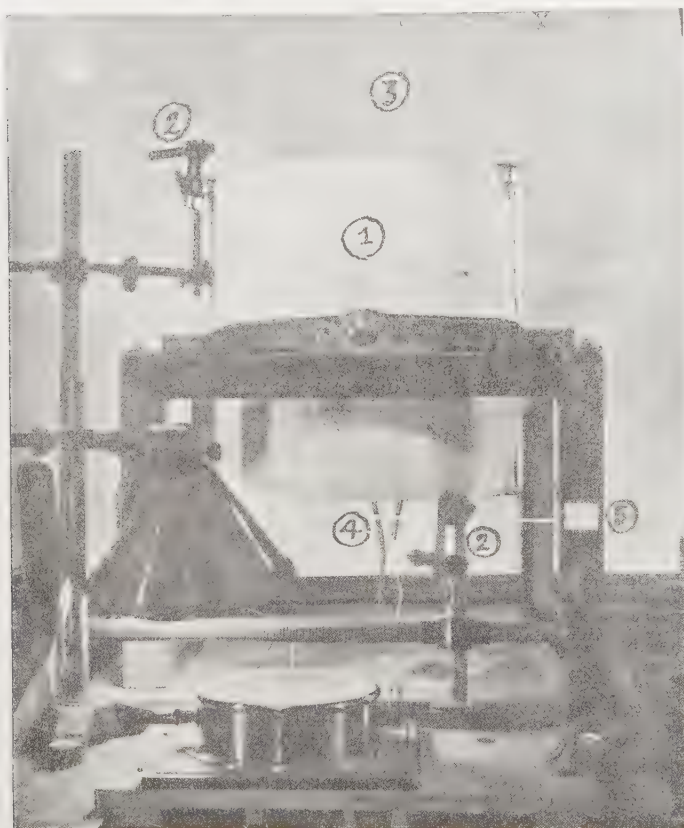


Fig. 4. — Grande enceinte montée. 1. Corps de l'enceinte calorifugée. 2. Viseurs. 3. Thermomètres droits. 4. Thermomètres coudés. 5. Fenêtre du support.

Sensiblement au milieu de cette masse d'Alpax, on a ménagé une cavité sphérique destinée à recevoir l'huile (ou le liquide isolant à étudier). Son diamètre est de 16 cm, sa capacité est donc de 2 l. environ.

Comme on le voit, la masse, devant fixer la température du liquide à l'infini est notablement supérieure à celle du liquide même (10 fois plus grande environ).

Dans l'axe de ce cylindre vertical, un bouchon troncônique, que nous verrons tout à l'heure de plus près, permet d'introduire l'huile, et une fois faite l'introduction du four et du thermomètre, d'obtenir une fermeture étanche de l'huile.

Étant donnée la forme sphérique de la surface inférieure du bouchon, il est évident qu'il restera sous sa calotte quelques centimètres cubes d'air emprisonné dans l'enceinte.

Pour que cet air n'affecte en rien l'échange thermique entre l'huile et l'enceinte, nous l'enverrons dans une petite cabité sphérique de dia-

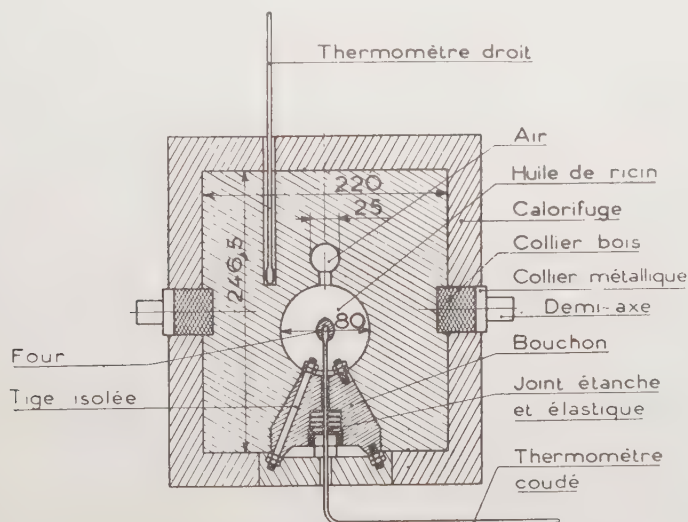


Fig. 5. — Coupe d'une enceinte avec bouchon.

mètre $\varnothing = 5$ cm qui se trouvera surmonter la grande sphère, lorsqu'on retournera l'enceinte de 180° autour d'un axe horizontal, après le remplissage d'huile.

Les deux sphères communiquent entre elles par un court canal cylindrique dont les dimensions: la longueur et le diamètre, sont toutes deux de 1 cm.

Le volume de la petite sphère a été pris légèrement supérieur au volume d'air emprisonné. Elle est coaxiale au bouchon et à la grande sphère, et se trouve du côté opposé au bouchon (fig. 5).

Pour aider la montée des bulles d'air, on fera osciller l'enceinte pendant quelque temps.

À cet effet, à mi-hauteur du cylindre d'alpax, on a pratiqué extérieurement une gorge rectangulaire profonde de 2 cm dans laquelle viennent s'ajuster les quatre pièces d'un collier mauvais conducteur (en bois dur).

Celui-ci est serré par deux demi-colliers métalliques (à l'aide de boulons) qui retiennent, par frottement, le collier en bois et le poids de l'enceinte.

Au milieu de chaque demi-collier, un demi-axe en acier fait saillie et permet, sur un support approprié que nous verrons plus loin, le retournement de l'enceinte, ainsi que les oscillations dont il était question.

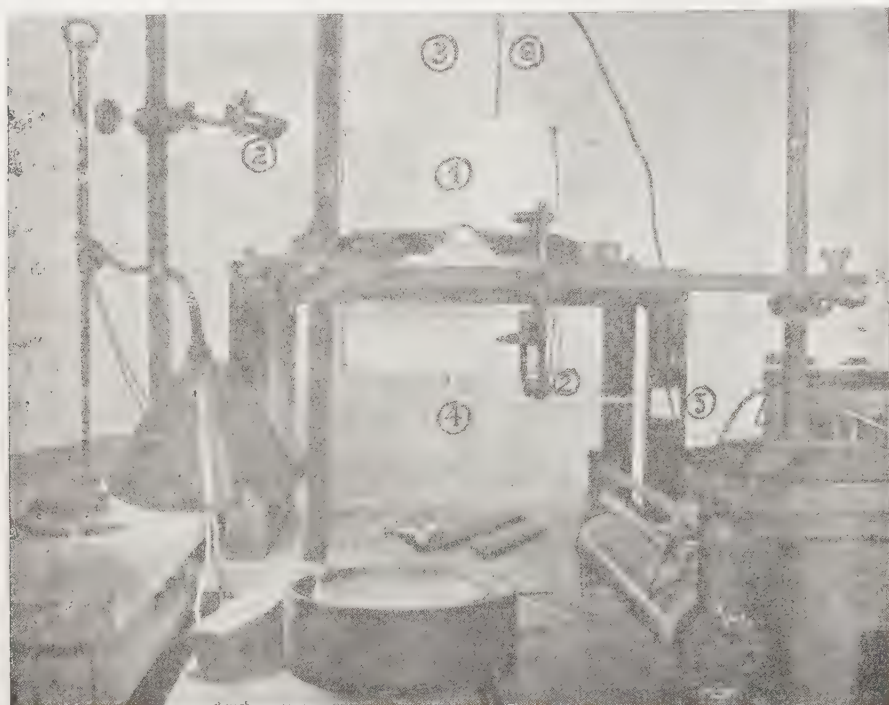


Fig. 6. — Petite enceinte montée. 1. Corps de l'enceinte calorifugée. 2. Viscers. 3. Thermomètres droits. 4. Thermomètres condés. 5. Fenêtre du support. 6. Thermomètre-sonde au CO^2 (enregistreur).

16. *Petite Enceinte E_p* . (Fig. 6). Elle est identique comme forme à E_G , sauf en ce qui concerne les dimensions et quelques petites différences dans le bouchon, consécutives aux différences de rayon.

Ses dimensions sont :

Un diamètre de 22 cm, la hauteur de 25 cm environ. Sa capacité est voisine de 10 litres. Le réservoir d'huile a un diamètre de 8 cm et

une capacité de 0,25 litre environ. La petite sphère-soupape a un diamètre de 2,5 cm.

Des trous judicieusement distribués (dans les deux enceintes) et d'axes verticaux, parallèles aux axes des enceintes, permettent l'introduction des thermomètres droits (réservoirs respectifs de diamètre de 6 mm. et de 11 mm) qui nous donneront la température des enceintes.

17. *Fours.* Nous avons repris le principe de four employé par M. V e r n o t t e, et l'avons adapté à nos expériences.

Ces fours découpés dans des barreaux d'un alliage à 90% d'argent et 10% de cuivre (on a ajouté du cuivre pour faciliter l'usinage) devaient répondre à plusieurs conditions:

1°. Etre découpés dans un métal très bon conducteur de chaleur et
2°. Réalisés d'une seule pièce. Ces deux conditions concourant à assurer une bonne uniformisation de la température dans tout le four.

3°. Ils devaient recevoir le réservoir du thermomètre, que le fabricant — suivant nos exigences de sensibilité — demandait aussi grand que possible, afin que soit assurée une bonne fidélité.

4°. L'élément chauffant est en fil de constantan de 0.2 mm diamètre. Pour faciliter la lecture sur le voltmètre, aux petites puissances, il nous fallait loger dans le four le plus de fil possible afin de disposer d'une grande résistance de l'ensemble.

5°. Il nous fallait ménager, autant que possible, une épaisseur minimum d'argent entre le circuit chauffant et la surface du four d'une part, et le réservoir du thermomètre d'autre part. Ceci dans le but d'assurer un échauffement homogène du four et sa surface.

6°. Et contrairement à toutes ces conditions — mais facilitant l'uniformité de température — pour mieux localiser le phénomène de la convection, afin que le phénomène ne soit pas dissemblable d'un point à un autre, d'un filet à un autre du liquide (ce qui n'eut pas manqué de se produire avec une grande surface chauffante) — il nous fallait nous tenir à des dimensions réduites de ce four.

18. *Principe.* Pour opérer avec des rapports de similitude géométrique différents, et pour loger les réservoirs des différents thermomètres, au $1/20^{\circ}\text{C}$, puis plus tard $1/100^{\circ}\text{C}$, nous avons été obligé d'utiliser deux types de dimensions différentes (fig. 7 et 8).

D'abord un *petit four* P_1 , puis, lorsque nous avons pressenti qu'il fallait descendre plus bas encore dans l'échelle des écarts de température pour rencontrer le pré-régime convectif, un *grand four* G_3 (G_1 , G_2 présentaient des résistances électriques légèrement plus faibles. Nous avons utilisé G_3 qui répond à la 4-me condition).

19. *Réalisation.* Pour la forme de ces fours, nous sommes parti de la forme sphérique pour retrouver à la fin la forme elliptique.

La première eut été parfaite de tous points de vue, y compris le calcul de la conductance thermique par la capacité électrique: celle-ci se trouvant depuis longtemps effectuée, permet, par la formule classique $h_0 = 4\pi kC$



Fig. 7. — Vue des fours. 1. Grand four monté. 2. Bague et mandrin pour le grand four. 3. Petit four vide (on remarque la rainure qui permet la sortie des bouts du circuit chauffant). 4. Bague et mandrin pour le petit four.

l'évaluation immédiate de la *conductance du système* h_0 . Mais cette forme sphérique ne convenait pas pour le longement du fil chauffant.

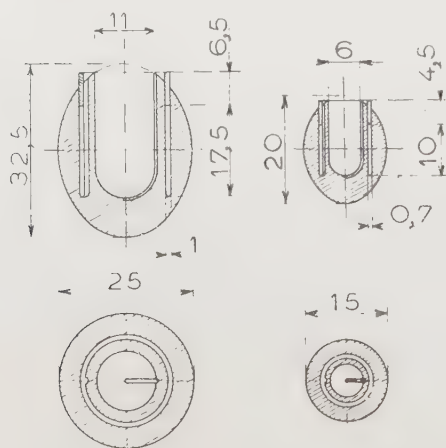


Fig. 8. — Coupe des fours.

La longueur du réservoir du thermomètre nous imposait un certain diamètre de sphère. Autour de ce réservoir, à une distance convenable, nous avons disposé le manchon du circuit chauffant. Puis nous avons enlevé, à l'extérieur de ce circuit, le surplus de matière, afin de limiter les possibilités d'inégalités thermiques dans le four.

Il faut ajouter aussi qu'il existe un certain nombre de disposition géométriques-types qui se ramènent très approximativement à un système d'ellipsoïdes homofocaux.

C'est ainsi que nous fûmes conduit à adopter la méridienne elliptique du four. Nous en avons tracé l'ellipse point par point et avons calqué dessus l'« anse de panier » à trois centres qui passait parfaitement par ces points.

Notre four est donc sensiblement un ellipsoïde de révolution d'axe vertical (fig. 8) d'excentricité assez petite, dont le centre coïncide avec le centre de l'enceinte sphérique.

Le phénomène de convection sera de révolution autour de cet axe, il sera donc à deux dimensions.

Nous pourrons alors, d'après une propriété connue, considérer l'ensemble four-enceinte comme le système de deux ellipsoïdes homofocaux.

Nous aurons ainsi sans difficulté la capacité électrique du système, partant la *conductance* ou h_0 .

Voici les dimensions de ces deux types de four:

Corps

P_1	G_3
$a = 10 \text{ mm}$	$a = 16,25 \text{ mm}$
$b = 7,5 \text{ mm}$	$b = 12,50 \text{ mm}$
$c = 6,6 \text{ mm}$	$c = 10,40 \text{ mm}$

Trou du réservoir

$\varnothing = 6 \text{ mm}$	$\varnothing \cong 11 \text{ mm}$
$l = 14 \text{ mm}$	$l = 23,75 \text{ mm}$

Rayons des arcs de l'anse de panier méridienne

$r_1 = 5 \text{ mm}$	$r_1 = 10 \text{ mm}$
$r_2 = 11,3 \text{ mm}$	$r_2 = 19 \text{ mm}$

19 bis. *Correction des bouts du circuit chauffant.* Le canal circulaire qui reçoit le circuit chauffant comporte une rainure par laquelle sortent les deux extrémités de celui-ci. Nous ne tenons compte que de l'énergie dissipée dans le four, donc, dans le calcul de la puissance, il faudra retrancher de la résistance totale du four celle des deux bouts émargents pour avoir la résistance du fil emprisonné dans le four.

Nous avons retranché de la résistance totale du four, mesurée au pont Wheatstone, la résistance des deux bouts.

Celle-ci a été déterminée en tenant compte d'un certain nombre de mesures de résistance prises sur plusieurs brins de 2,00 m de longueur de fil, faissant suite sur la bobine au fil employé dans le four.

Nous avons trouvé pour deux brins de 2,00 et de 2,40 m, à $16^\circ,5$ et 15° C .

200 $R'_u = 31,673 \Omega$	$R'_u = 0,15836 \sim 0,1584 \Omega/\text{cm}$
240 $R''_u = 37,690 \Omega$	$R''_u = 0,1570 \Omega/\text{cm}$

Pour résistance unitaire, nous en avons pris la moyenne

$$Ru = \frac{0,1584 + 0,1570}{2} = 0,1577 \text{ } \Omega/\text{cm}$$

Plusieurs mesures de résistance totale des fours nous ont donné:

$$R'_{P_1} = 11,773 \text{ } \Omega; \quad R'_{G_s} = 63,057 \text{ } \Omega$$

Bouts

$$l_p = 2 + 3,1 + 5,1 \text{ cm}; \quad l_a = 1,3 + 1,2 + 2,5 \text{ cm}$$

Résistance des bouts

$$0,804 \text{ } \Omega, \quad \text{et} \quad 0,394 \text{ } \Omega$$

D'où les deux résistances:

$$R_{P_1} = 10,97 \text{ } \Omega \quad \text{et} \quad R_{G_s} = 62,66 \text{ } \Omega$$

Nous n'avons soudé, aux fils résistants sortant du four, des fils de cuivre (à peine plus gros) qu'aux distances du four indiquées plus haut, comprises entre 1,20 cm et 3,10 cm, afin de réduire la fuite calorique consécutive à la dissipation directe de la chaleur du four, dans l'huile ambiante, par la conductibilité des fils de cuivre.

20. *Bobinage du fil.* Le fil de constantan étant guipé d'une simple couche de coton (afin que le contact avec le four en soit plus intime) l'introduction des spirales de fil dans le canal cylindrique doit se faire avec beaucoup de précautions. *Nous l'avons faite nous-même.*

Sur un mandrin en duralumin (ayant pour diamètre le diamètre du noyau du canal circulaire) pourvu d'une rainure identique à celle du noyau du four, nous glissons d'abord la bague qui doit sceller le circuit dans le four (fig. 7). Nous enroulons le fil, sur une hauteur légèrement supérieure à celle du canal, entre la bague et le four.

Le four étant fixé, nous ajustons la partie elliptique (en réalité sphérique) du mandrin sur le four (les deux rainures bien en regard l'une de l'autre). Nous faisons glisser la bague, qui entasse le fil dans le canal circulaire. Celui-ci a 0,7 mm et 1,0 mm de largeur pour les deux types de four, avec des profondeurs respectives de 14,5 mm et 20 mm. Un coup d'étau assure la prise de la bague.

L'opération reste malgré tout délicate.

Il faut que toute la largeur du canal soit remplie par le fil, pour que le contact thermique soit bon. Par contre, il ne faut pas arracher la guipure du fil au passage de celui-ci devant le bord du four très coupant (biseau cylindro-sphérique).

Le fil a tendance à se tasser davantage au voisinage de la bague. Il faut veiller à la fin de l'opération, à ne pas coincer le fil entre celle-ci et le bord du four. L'entassement du fil en profondeur ne doit pas être

excessif non plus, car il pourrait amener la rupture du fil. Il tendrait d'ailleurs à créer des irrégularités géométriques dans le chauffage.

La pratique d'un bobinage parfait a été assez longue à acquérir. Nous remarquerons, en passant, qu'après deux essais infructueux, le fil était à rejeter à cause de l'état de sa guipure.

Il ne reste plus qu'à faire couper la partie débordante de la bague, et la faire affleurer la surface du four. On conçoit la difficulté de cette opération à l'atelier, car la moindre éraflure de la guipure occasionnerait des courts-circuits.

L'usinage de ces fours a été réalisé, avec une remarquable maîtrise ¹⁾.

Dans ces conditions, nous n'avons, en fait, jamais remarqué de variations de résistance électrique des fours, imputables à d'éventuels courts-circuits.

21. *Les Bouchons.* Etant donné que les deux cavités sphériques des enceintes, destinées à recevoir l'huile sont de rayon différent, il a fallu prévoir deux types de bouchon (fig. 9).

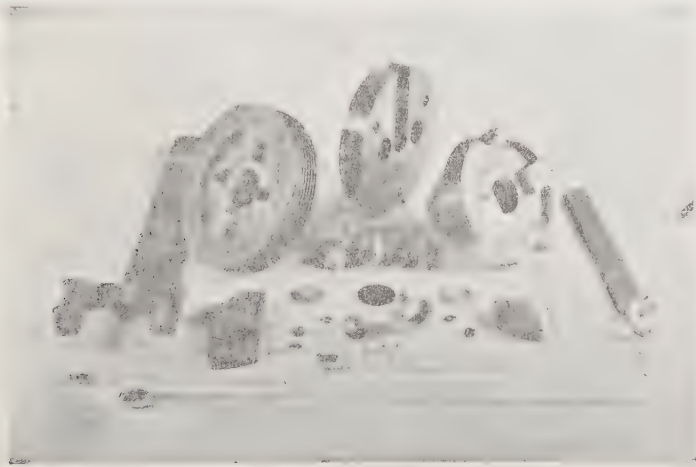


Fig. 9. — Bouchons, fours, thermomètres, clefs, etc.

Pour assurer une fermeture hermétique de l'huile, nous avons eu recours à deux surfaces côniques, qui glissent l'une sur l'autre et assurent l'étanchéité par grand serrage du bouchon.

Le bouchon possède dans son axe un trou cylindrique de diamètre légèrement supérieur au réservoir du thermomètre coudé que l'on veut y introduire.

¹⁾ Par les Ateliers de l'Aéronautique placés sous la direction de M. Voisenet. Nous leur en adressons nos plus vifs compliments.

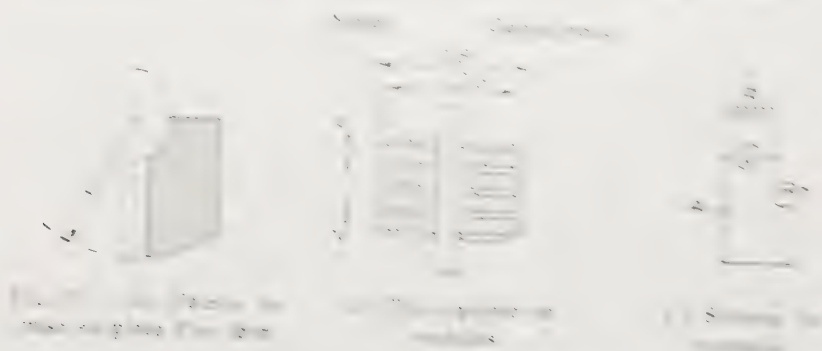
Ainsi nous avons été conduits à quatre types de bouchon, suivant l'enceinte et le thermomètre adopté.

Type de bouchon	Dimensions du bouchon	
	Ø	h
1	12 mm	12 mm
2	12 mm	12 mm
3	12 mm	12 mm
4	12 mm	12 mm

Au début, nous avons été gêné à cause du joint qui n'était pas parfaitement étanche. Pour rattraper la différence des rayons de la tige et du trou, nous faisions appel à de petits manchons en caoutchouc.

Mais ce système s'avéra insuffisant.

2.2. *Joint élastique et plastique.* Autre inconvénient qui nous est arrivé au montage, mais surtout au démontage de l'enceinte. Pour assurer, par la suite, l'étanchéité du joint, nous étions obligé de souder par une colle quelconque la tige et le manchon à la masse du bouchon.



Au premier tour de clef, au dévissage du bouchon, malgré nos précautions, il se produisait par la torsion, due à la masse élevée de la tige, des fêlures microscopiques dans le verre, qui annulaient le service des thermomètres, souvent immédiate.

Nous avons donc cherché à réaliser un joint étanche en élastique, capable de résister aux pressions élevées, sans se déformer.

À cet effet, nous avons utilisé le caoutchouc, le plus épais, le plus résistant, le plus cher, le plus difficile à travailler.

Nous avons utilisé, dans l'enceinte, du caoutchouc, du type "Vulcan", une épaisseur relative de 21 mm de diamètre, obtenu en coupant, par une lame, jusqu'à 15 et à 20 mm, et de la masse de caoutchouc.

Le caoutchouc, sous une forme, alternativement de 10 mm, de 15 mm, et de 20 mm, nous a permis d'obtenir, par l'usage des huiles, de la gomme.

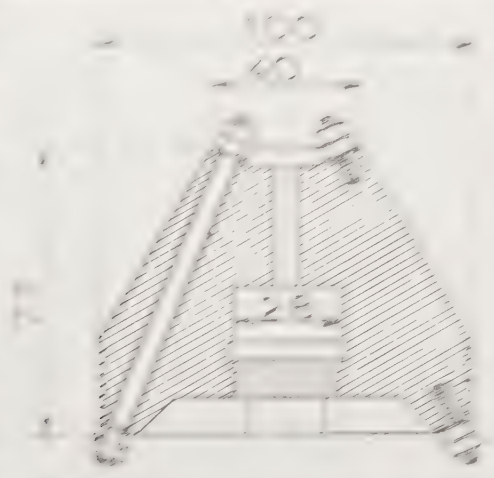
Das erste, was man bei der Betrachtung der ersten beiden Figuren bemerkt, ist die
Ähnlichkeit zwischen der ersten und der zweiten Figur. Die dritte Figur ist
jedoch anders.

Die dritte Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die vierte Figur ist
jedoch anders.

Die fünfte Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die sechste Figur ist
jedoch anders.

Die siebte Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die achte Figur ist
jedoch anders.

Die neunte Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die zehnte Figur ist
jedoch anders.



Die elfte Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die zwölfte Figur ist
jedoch anders.

Die dreizehnte Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die vierzehnte Figur ist
jedoch anders.

Die fünfzehnte Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die sechzehnte Figur ist
jedoch anders.

Die siebzehnte Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die achtzehnte Figur ist
jedoch anders.

Die neunzehnte Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die zwanzigste Figur ist
jedoch anders.

Die einundzwanzigste Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die zweiundzwanzigste Figur ist
jedoch anders.

Die dreiundzwanzigste Figur ist anders, weil sie eine andere Form hat. Die vierundzwanzigste Figur ist
jedoch anders.

24. *Calorifugation*. Une pensée bien légitime ferait croire que, pour amortir au mieux les oscillations de la température ambiante, surtout lorsque l'on a affaire à des écarts très petits, il suffirait de calorifuger à outrance l'enceinte respective pour obtenir le régime permanent idéal.

En réalité, il n'en fut pas du tout ainsi.

La longueur limitée des tiges des thermomètres (surtout de celui coudé) que nous voulions les plus courtes possibles (pour facilité de mani-

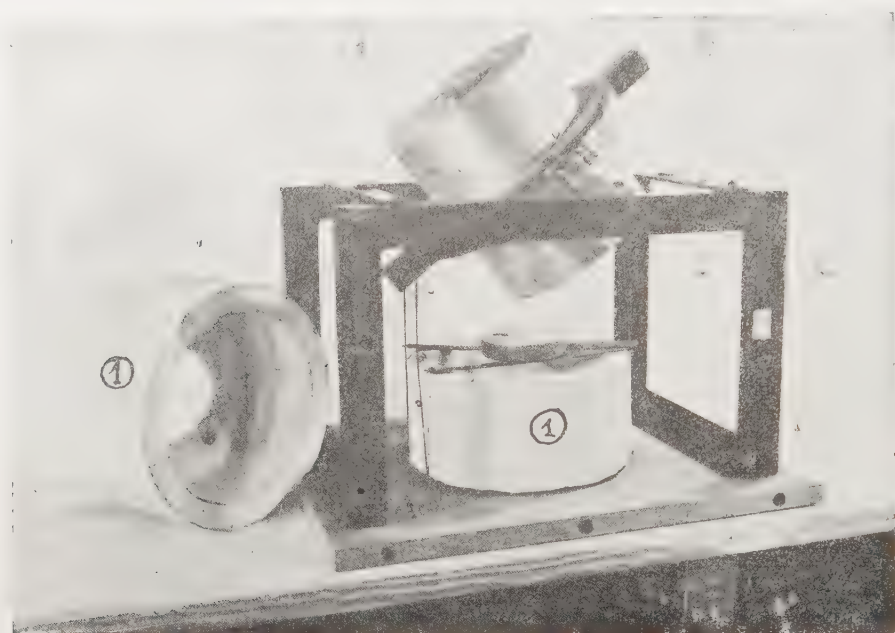


Fig. 12. — Petite enceinte sans calorifuge. 1. Calorifuge.

pulation) la montée continue et *rapide* de la température de l'enceinte (sous l'effet du flux de chaleur du four) nous ont obligé d'admettre une épaisseur de calorifuge moyenne et même assez faible.

Si la calorifugation était trop importante, sa constante de temps dépassant de beaucoup celle de l'enceinte, la plus petite énergie fournie par le four ferait croître indéfiniment la température de l'enceinte.

On ne pourrait jamais atteindre le régime permanent, sauf en température ambiante constamment descendante, à gradient constant, correspondant à l'énergie fournie à l'enceinte par l'huile.

La calorifugation se compose de deux cuvettes à parois cylindriques, en coton de verre ¹⁾ de 3 cm épaisseur (1) fig. 12, qui viennent s'appliquer

¹⁾ « Baillisch ».

contre le collier, isolant, en bois. Un système de tringles, de tiges filetées et de fils les serrent fortement contre ce collier (fig. 3).

25. *Supports. 1°. Enceintes.* Pour faciliter le remplissage et l'observation des thermomètres, les enceintes sont montées sur des supports métalliques en fer *U*. Pour des raisons déjà exposées, les enceintes oscillent autour de deux demi-axes horizontaux. Ceux-ci s'appuient sur deux paliers boulonnés sur deux barres horizontales du support qui, lui, est fixé sur une planchette en chêne (fig. 12).



Fig. 13. — Bouchon équipé du grand four G 3 (petite enceinte).

Pour permettre la lecture du thermomètre coudé (échelle horizontale) à travers le pied du support, nous avons pratiqué une ouverture rectangulaire dans l'âme du fer *U* au niveau voulu.

Deux platebandes en fer assurent la stabilité de l'enceinte.

La construction des deux supports, pour E_G et E_P , est indentique, mais à échelle différente.

2°. *Bouchons et Blocs d'Étalonnage.* Ces supports sont en bois dur, prévus de 3 tiges verticales placées aux sommets d'un triangle équilatéral.

Ils soutiennent les blocs d'étalonnage directement, dans les trous ménagés à cet effet. Nous les avons choisis en bois parce que mauvais conducteur de chaleur.

Pour les bouchons, ces trépieds sont recouverts d'une pièce métallique percée de trous, de façon à laisser passer le thermomètre tout monté avec le four et les vis qui dépassent la surface du bouchon (fig. 9 et 13).

3°. *Supports des viseurs.* Ce sont des supports à crémaillère. Ils portent les pinces qui serrent les lunettes de visée.

Celles-ci sont des viseurs de galvanomètre. Ils ont été choisis chez le fabricant parmi ceux présentant la plus petite distance focale; ainsi,



Fig. 14. — Bloc d'étalonnage monté pour les mesures.

ils permettent la visée d'assez près avec un grossissement convenable. Et comme nous en employons six, l'économie réalisée sur l'achat de véritables lunettes est notable.

La lecture des thermomètres se fait à l'aide de cet ensemble qui constitue un véritable petit cathéthomètre rudimentaire (2) fig. 4 et 6.

Pour les thermomètres à échelle horizontale, nous avons couché un support à crémaillère et il permet l'exploration de toute l'échelle (fig. 14).

Pour éliminer les erreurs de parallaxe, nous avons assuré, d'abord, le parallélisme des thermomètres et des supports à crémaillère, puis nous avons placé les viseurs perpendiculaires aux premiers.

CHAPITRE IV

THERMOMÉTRIE

26. *Choix des thermomètres.* Etant donnés les écarts de température relativement petits que nous avons à mesurer, nous avons choisi des thermomètres à mercure et non des thermocouples.

En dehors des difficultés citées par M. V e r n o t t e [9], lors de ses expériences sur l'air — en supposant prises les précautions nécessaires: tous supports métalliques reposant sur une même enveloppe métallique formant masse générale, pour éviter les inconvénients des défauts d'isolement électrique — pour arriver à la lecture des différences de l'ordre de $0,01^{\circ}\text{C}$ (l'ordre de nos mesures) avec des thermocouples, il eut fallu employer des couples différentiels.

Or, la petitesse du four électrique, le peu de fuites par conductibilité que l'on a voulu tolérer (dans nos expériences il n'y avait que deux fils conducteurs et le thermomètre mauvais conducteur placés en dehors de la zone principale de la convection) s'opposent à l'emploi des couples.

Ensuite, il eut fallu soutenir le four par des fils en supprimant toute possibilité de balancement qui eut troublé la convection, ce qui eut été contraire à la pureté que nous avons voulu donner au phénomène de convection.

Puisque, de ce point de vue, nous sommes arrivé à l'adoption d'une solution qui écarte la suspension, donc, à un pied isolant pour soutenir le four, l'idée du thermomètre s'est présentée tout naturellement. La seule précaution, pour faciliter la manipulation de l'enceinte - calorimètre, fut de couder le thermomètre - support du four.

27. *Conditions que devaient remplir les thermomètres.* 1°. *Echelle.* En commençant notre travail, nous ne savions exactement jusqu'à quels écarts de température nous allions rester dans le régime de la Convection ordinaire. Mais nous savions qu'il fallait prévoir la possibilité de l'observation des écarts très petits.

Pour la fabrication courante des thermomètres, en général, les échelles sont fonction des diamètres des tiges implicitement des capillaires que l'on peut tirer à tels diamètres.

La position la plus désavantageuse pour la tige était celle où en faisant pivoter l'enceinte E_G , le thermomètre du four devenait horizontal: la tige, à ce moment-là, travaillait comme une poutre encastrée à une extrémité, supportant tout le poids du four à l'autre extrémité sur le maximum de portée: la longueur de la tige.

Pour le four P_1 du type employé par M. V e r n o t t e, auquel nous avons apporté les modifications nécessaires, une tige de 4 mm suffisait, d'où l'adoption du thermomètre au $1/20^{\circ}\text{C}$.

Puis, utilisant le four d'un plus grand modèle G_3 (pour changer la conductance du système) nous avons été obligé de porter à 6 mm le diamètre de la tige. Ceci nous a conduit à la solution du thermomètre au $1/100^\circ\text{C}$.

2°. *Réservoir*. Avant de fixer définitivement la grandeur du four G grand modèle, le fabricant nous a indiqué la limite inférieure du volume du réservoir, qui permettait de conserver une fidélité acceptable pour une échelle correspondant à 45 mm par degré centigrade (capillaire assez fin).

Ce réservoir devait, d'autre part, rester très petit, pour que la surface chauffante du four restât petite.

3°. *Grain*. Une grande attention dut être accordée à l'emplacement du « grain » du thermomètre. Nous nous arrangeâmes pour que sa température fût toujours aussi bien définie que possible.

Faisant nos mesures en température ambiante (naturelle ou artificielle) nous avons, malgré cela, placé le grain de telle sorte qu'en montant le thermomètre sur les deux types différents de bouchon d'enceinte ($r_{EG} = 8\text{ cm}$, $r_{Fp} = 4\text{ cm}$) le grain tombe dans les deux cas dans la partie métallique du bouchon d'alpax.

Pour les petits écarts de température, les erreurs sont nulles.

Pour les grands écarts de température, les erreurs sont négligeables, le grain des deux thermomètres, droit et coudé, étant à la même température (le plus grand écart possible pour les thermomètres au $1/20^\circ\text{C}$ est de 18°C et pour ceux au $1/100^\circ\text{C}$, il est de 5°C).

Le fabricant, d'ailleurs n'avait pu renoncer au grain, étant données les caractéristiques géométriques que nous lui avons imposées.

28. *Réalisation des thermomètres*. Nous en avons, comme nous l'avons dit, utilisé de deux types:

Thermomètres au $1/20^\circ\text{C}$, $1^\circ = 11\text{ mm}$.

Echelles: $10^\circ\text{—}28^\circ$, $20^\circ\text{—}40^\circ$.

Réservoir: diamètre = 6 mm, longueur = 11 mm.

Tige: diamètre 4 mm.

Thermomètres au $1/100^\circ\text{C}$, $1^\circ = 45\text{ mm}$.

Echelles: $9^\circ\text{—}14^\circ$, $13^\circ\text{—}18^\circ$, $17^\circ\text{—}22^\circ$, $21^\circ\text{—}25^\circ$.

Réservoir: diamètre = 11 mm, longueur = 22 mm.

Tige: diamètre 6 mm.

La réalisation des thermomètres au $1/20^\circ\text{C}$ se fit normalement. Celle de ceux au $1/100^\circ\text{C}$ fut plus laborieuse. Il suffit de considérer que, normalement, un bon thermomètre au $1/100^\circ\text{C}$ doit avoir un réservoir de 6 cm^3 au moins. Le nôtre n'en a que 1,5. Le tube capillaire dut être tiré à la limite de la fidélité pour admettre l'échelle demandée de $1^\circ = 45\text{ mm}$. Aussi la réalisation de ces instruments ne fut-elle pas facile.

Ils fonctionnent à la limite de leurs possibilités.

Pour le thermomètre coudé, la visée se fait normalement au plan du coude pour faciliter la lecture.

Au fabricant, nous avons indiqué, entr'autres, la cote du grain et le niveau de plongée à l'étalonnage industriel, de façon que le grain reste à la température ambiante.

29. *Étalonnage des thermomètres. 1°. Principe.* Avant de décrire les conditions d'exécution de cet étalonnage, disons un mot des conditions générales d'emploi de ces thermomètres, de leurs possibilités et du principe qui nous a guidé pour leur étalonnage.

Nous avons vu, à la réalisation de ces thermomètres, que, à cause de la réduction de volume imposée à leur réservoir, ils seraient utilisés à la limite de fidélité.

Sur une graduation faite au $1/100\text{ }^{\circ}\text{C}$, nous pouvons, avec une certaine habitude, apprécier les 5 dixmillièmes de degré C. Mais un tel excès de finesse devient inutile.

En effet, pour être sûr d'opérer toujours dans les mêmes conditions d'équilibre du menisque, on préfère annuler toutes les réactions tangentielles entre la tige de verre et la colonne de mercure.

Pour cela, il est généralement recommandé de tapoter légèrement la tige du thermomètre avant les lectures, aussi bien à l'étalonnage que pendant les mesures. A ce moment-là, nous aurions garanti l'approximation de $0^{\circ}0005\text{ }^{\circ}\text{C}$ par lecture, soit $0^{\circ}001\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour $\Delta\theta$.

Malheureusement, cette finesse de lecture ne pourra jamais être atteinte avec notre dispositif, car *nous ne pouvons songer à frapper la tige des thermomètres pendant les mesures*. Les oscillations de la tige seraient transmises au liquide et transformeraient le phénomène convectif étudié en un autre à turbulence plus grande. Nos mesures seraient faussées.

Dès lors, nous avons posé un principe fondamental qui a régi notre étalonnage.

Étalonner nos thermomètres absolument dans les mêmes conditions que celles de l'expérience.

Il ne nous aurait nullement servi de connaître l'écart de température des deux thermomètres au $0^{\circ}001\text{ }^{\circ}\text{C}$ près, à l'étalonnage, si, pendant nos mesures, les écarts n'eussent pu être donnés qu'à plusieurs millièmes près.

De sorte que, *nous avons mesuré les écarts à l'étalonnage, sans tapoter les thermomètres* et nous avons suppléé au manque de précision et de fidélité des lectures par le nombre des mesures.

Il est entendu, ainsi, que nous avons obtenu une plage de points à travers lesquels nous avons fait passer au mieux notre courbe d'étalonnage.

Le saut du mercure que l'on a pu parfois observer (-et sur d'autres thermomètres que ceux utilisés à ces mesures qui semblent plus fidèles) n'a jamais dépassé $0^{\circ}002^{\circ}\text{C}$.

Les points obtenus dans la bande d'étalonnage déterminent une largeur moyenne de $0^{\circ}003^{\circ}\text{C}$.

Dans toutes nos mesures, nous avons pris comme appareil de base la thermomètre droit, et nous avons compté *positifs les écarts par excès du thermomètre coudé sur le thermomètre droit*.

La précision des mesures du coefficient de convection h est essentiellement variable avec l'écart de température. Dans le calcul de celle-ci, nous avons admis que la différence des deux lectures nécessaires de température était connue à $0^{\circ}003^{\circ}\text{C}$ près, ce qui est la largeur moyenne de la bande d'étalonnage.

En réalité, cette valeur est trop grande, mais nous ne voulons pas nous illusionner sur la qualité de nos mesures, et nous l'adopterons.

2°. *Réalisation de l'étalonnage*. L'étalonnage des thermomètres a simplement pour but de comparer entre eux les deux thermomètres qui servent à une mesure.

Il s'opère à l'aide de deux types de blocs d'alpax, dans lesquels ils plongent de façon que leurs réservoirs soient très près l'un de l'autre.

Le bloc a la forme cylindrique d'axe vertical, diamètre: 18 cm, longueur: 30 cm. Les deux thermomètres sont coaxiaux avec le cylindre d'alpax et leurs réservoirs sont à 5 mm de distance (fig. 15).

Afin d'éliminer toutes corrections, les thermomètres y sont posés dans les conditions mêmes de l'expérience. C'est-à-dire que le thermomètre droit y est vertical et tourné vers le haut, le thermomètre coudé est renversé exactement comme dans une expérience.

Le bloc est soutenu par un trépied en bois.

La surface latérale du bloc comporte une rainure en hélice permettant l'introduction facile d'un élément chauffant entre le calorifuge et le bloc, à toutes fins utiles.

L'étalonnage a cependant été opéré à température ambiante (conditions de l'expérience).

La calorifugation des blocs est très légère, en amiante et fil guipé d'amiante, car, à l'époque de l'étalonnage, les températures extrêmes de la salle ne variaient pas beaucoup.

Le contact thermique n'étant pas parfait, entre les thermomètres et leur bloc d'alpax, et cette imperfection n'étant pas obligatoirement la même pour les deux thermomètres, il était essentiel que la température du bloc ne variât pas trop vite. Elle ne devait pas varier de plus de $1/10^{\circ}\text{C}$, en 2 ou 3 heures, pour que l'écart de température bloc-thermomètre fût certainement inférieur à $0^{\circ}001^{\circ}\text{C}$. Cette condition a toujours été observée.

Etant données les variations de température auxquelles devaient être soumises nos enceintes pendant les mesures, nous étions obligé de suivre l'étalonnage des thermomètres sur toute leur échelle, alors qu'en principe, il eut suffi d'étudier avec soin une seule région des thermomètres.

Chaque thermomètre a reçu une fiche avec une lettre de l'alphabet, allant *A* à *X* inclus, comme désignation.

Comme nous avons été obligé très souvent de créer une température ambiante à l'aide d'un chauffage par radiateurs électriques, nous avons

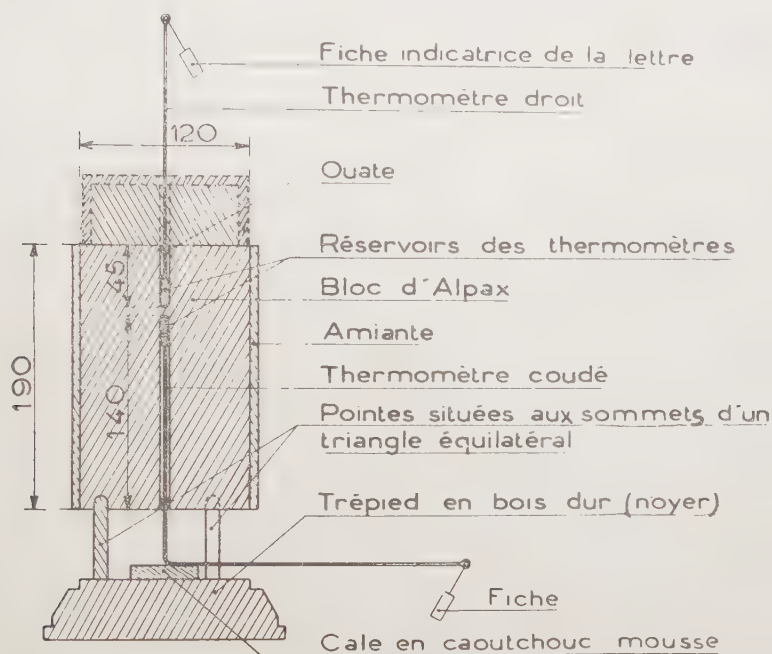


Fig. 15. — Coupe d'un bloc d'étalonnage.

choisi, finalement (et après de nombreux essais) comme thermomètres courants: les thermomètres *V* et *X* pour le grand four G_3 , et les thermomètres *G* et *E* pour le petit four P_1 , correspondant respectivement aux plages de température:

(*V.X.*) 17° — 22° et (*G.E.*) 10° — 28° ,

la plage 17° — 22° étant facilement réalisable en toute saison.

Le phénomène intéressant le pré-régime de la convection a été relativement facilement suivi et mis en évidence pour l'ensemble $E_G G_3$ et $E_P G_3$, grâce à un étalonnage allant de 17.3 à 21.1°C .

Nous avons obtenu quelques points d'étalonnage pour G.E, mais ils sont insuffisants, dans la même région du coefficient de convection h , pour l'ensemble $E_p P_1$ et $E_G P_1$.

Nous avons eu une réelle difficulté à suivre l'étalonnage des thermomètres sur une grande longueur d'échelle.

30. *Remarque.* Toutes ces difficultés apparentes seraient tombées à rien si nous avions pu disposer d'une cave à deux compartiments *suffisamment grands* et indépendants thermiquement l'un de l'autre.

L'un nous aurait servi à l'installation de nos appareils, et nous nous serions tenu dans l'autre pour la lecture à distance et extérieure des thermomètres.

Compartiments suffisamment grands pour que les lampes de grande intensité que nous aurions été obligé d'allumer, pendant les quelques instants que dure une observation, n'influent pas sensiblement sur la vitesse de variation de la température, presque constante et très petite qui y aurait été établie.

À ce moment-là, nous aurions opéré, à une époque donnée de l'année, à la même température, et la connaissance de la courbe d'étalonnage des thermomètres se serait réduite à la connaissance d'un seul point.

Autre avantage: Nous aurions obtenu tous les points de la courbe de variation du coefficient de convection h à une température ambiante toujours la même.

31. *Deuxième Remarque.* Il nous est arrivé, pour étudier la marche des appareils de mesure du coefficient de convection h , de suivre les indications des thermomètres en l'absence de tout chauffage dans les circuits chauffants.

Cette opération — qui nous a donné, ainsi, quelques points supplémentaires, que nous avons placés sur notre courbe d'étalonnage des thermomètres — est un véritable *tarage de l'appareil*.

Mais, si les difficultés effectivement rencontrées ont été hors de proportion avec ce qu'elles auraient dû être théoriquement, les expériences n'en ont pas moins eu l'intérêt de montrer comment on pouvait se tirer d'affaire lorsque les circonstances expérimentales ne peuvent avoir la netteté et la simplicité désirées.

Dans le cas de la cave isotherme, il eût suffi de faire un « tarage » par saison, par changement profond de température, puis, de commencer les expériences sans avoir à démonter les appareils.

Le temps de réalisation de toutes les investigations voulues eût été considérablement abrégé.

Nous n'avons pas eu la chance d'avoir à notre disposition un tel local dès le début de nos expériences.

Lorsque, très tard, il en fut question, nous étions en pleine série de mesures. Le transport de nos enceintes ne pouvant s'opérer sans leur

démontage, le remontage, effectué au milieu d'une série d'expériences eût modifié les résultats. (La cause d'erreur la plus importante étant le déplacement relatif du four par rapport à l'enceinte).

Les motifs précédents, d'une part, d'autre part l'exiguité de la place offerte, des doutes sur l'efficacité de l'installation dans ces conditions, nous firent — à la fin de notre série de mesures — hésiter sur le transfert des appareils (pesant chacun une centaine de kg) à 25 m environ sous terre, dans le puits de la Sorbonne.

Puis, des circonstances étrangères à notre volonté, nous obligèrent à hâter la fin des travaux.

Les résultats sur l'ensemble $E_G P_1$ et $E_P G_3$ ont été obtenus en mars 1940, en un temps remarquablement court, moins de 15 jours.

Nous nous sommes contenté d'opérer avec des écarts de température relativement notables et les mesures ont été effectuées la nuit, en moyenne, depuis 21 h à 9 h le lendemain.

À la faveur du refroidissement nocturne, amené au point voulu (entre 17° et 22°), nous avons — sur 24 mesures — obtenu 12 fois un régime de température *absolument permanent*, dont la durée atteignait et même dépassait la constante de temps de l'appareil.

Nous sommes ainsi à peu près assuré d'avoir mesuré le vrai coefficient de convection h pour ces puissances et à ces températures.

C'est un record, si l'on rapproche ces résultats des 34 « paliers » seulement obtenus sur les 300 mesures effectuées en trois ans ! Car, à certaines époques — changements saisonniers, jours d'orage ou autres — non seulement toutes les mesures effectuées, même la nuit, ont été ininterprétables, mais, à ces époques, le thermomètre enregistreur nous indiquait, le plus souvent, qu'il fallait, pour un certain temps, interrompre les mesures, d'où une perte de temps notable.

32. *Corrections thermométriques.* Étant donné tout ce que nous venons de dire des conditions dans lesquelles ont été étalonnés nos thermomètres, il appert qu'aucune des corrections thermométriques classiques [12] ne s'imposait dans nos mesures.

Nos expériences sont faites à température ambiante, donc *pas de correction de colonne émergente*.

Les lectures présentent de petits écarts entre elles, étant effectuées entre 17° et 22° , donc *pas de dépression du zéro*.

Pas de correction de pression intérieure et extérieure puisque, à l'étalonnage, les thermomètres étaient placés dans les conditions mêmes de l'expérience.

33. *Mise en route d'une expérience.* Nous commençons par introduire l'huile dans l'enceinte et nous recouvrons le tout d'un grand papier pour préserver l'huile de la poussière.

Nous mettons en place le thermomètre coudé sur le bouchon, après l'avoir muni de ses rondelles métalliques et de caoutchouc. Nous l'y maintenons par un léger serrage provisoire.

Le four est glissé sur le réservoir du thermomètre. Nous avons eu soin de mettre une goutte d'huile dans la cavité correspondante du four. Cette huile grâce au vide d'air consécutif à sa présence, empêchera la chute du four lorsqu'il sera introduit dans l'enceinte.

Les extrémités du circuit chauffant sont attachées aux bornes du bouchon (fig. 11). et, grâce au patron, on fixe la tige à sa place (A, fig. 10). La calorifugation supérieure est mise en place avant le vissage du bouchon.

Ainsi équipé, on met celui-ci à sa place sur l'enceinte. Avant de le serrer, on s'assure plusieurs fois, après quelques tours, en dévissant, que le four n'a pas glissé le long du réservoir (à cause de son poids) puis on visse le bouchon, à fond.

On serre définitivement l'anneau devant fixer le thermomètre, mais on est assez limité par la fragilité de la tige.

On met l'autre moitié de calorifugation par en dessous, on la soutient par quelques cales et on serre les vis et les écrous sur les tiges filetées destinées à tendre les fils et appliquer les deux moitiés du calorifuge contre les enceintes et le collier de bois.

Des bornes extérieures du bouchon partent deux couples de fils. Sur une couple, aux bornes du circuit chauffant, on montera à demeure, un voltmètre (C, fig. 10).

Dans le circuit des deux fils restants, on insérera l'accumulateur, et un rhéostat de résistance adaptée à l'échelle des puissances à utiliser.

On retourne l'enceinte et on la fait osciller quelque temps, puis on la cale. On ferme le circuit électrique et à l'aide du rhéostat, on amène l'aiguille du voltmètre sur le division choisie.

Il n'y a plus qu'à attendre.

Pendant ce temps, il faut surveiller la variation de la température ambiante pour arriver à un taux de variation de température constant, et aussi petit que possible, sinon nul (fig. 16, haut).

La salle dans laquelle nous avons opéré mesure 6 m $\times$ 10 m $\times$ 4,50 m. Bien que de dimensions notables, nous avons observé que le fonctionnement permanent d'une lampe de 100 watts perturbait notablement l'allure de la variation de sa température. (fig. 22)

Ceci est important, car, aux époques où le taux $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_E$ de l'enceinte était négatif, nous devons compenser par l'introduction de quelques sources qui étaient éteintes aux époques de $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_E \geq 0$.

En outre, nous ne pénétrions dans la salle qu'au moment des mesures. À ce moment-là, nous allumions les deux lampes de lecture juste le temps nécessaire aux quatre lectures que nous faisons le plus rapidement possible.

Disons que, cependant, pendant les mesures de nuit, toutes ces précautions étaient inutiles puisque presque toujours $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_E$ était négatif.

Nous avons trouvé sur les graphiques traduisant la variation de la température de l'enceinte que :

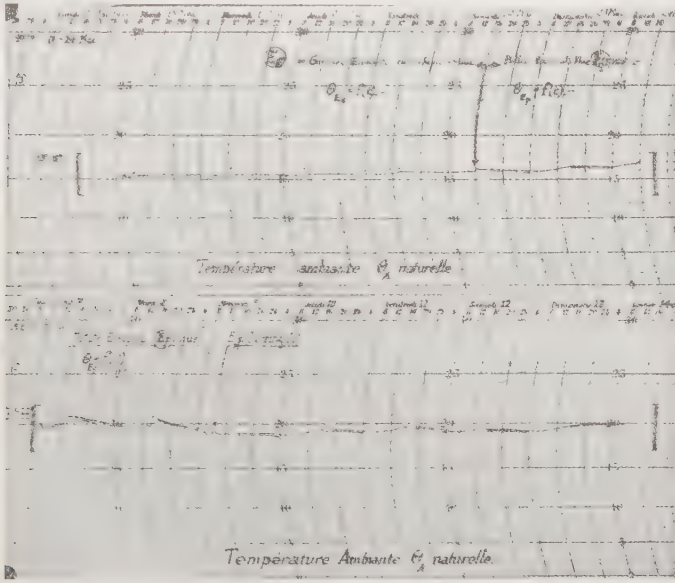


Fig. 16. — Variation de la température ambiante. On remarque sur la feuille du bas, à gauche l'enceinte nue, à droite l'enceinte calorifugée. (Thermomètre-sonde enregistreur).

Pour que le régime de la température ambiante puisse donner des mesures valables pour h , comme nous l'avons déjà indiqué, il fallait que $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_E$ fut constant ou très peu variable et inférieur à $0^{\circ}1 \text{ }^{\circ}\text{C}$ par 10 h ou encore $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_E \leq 0,01 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{heure}$, au moins pendant les trois dernières heures précédant un court palier.

Nous avons pris soin autant que possible, que les lampes qui servent à éclairer la tige des thermomètres horizontaux n'envoient pas de chaleur sur les enceintes. Ces lampes se trouvant au-dessous et relativement

près de celles-ci transmettraient, directement aux enceintes, de l'énergie thermique concentrée par les abat-jour.

34. *Remarque importante.* Pour les mesures du coefficient h dans la région du pré-régime convectif, il est nécessaire de soustraire les enceintes aux vibrations mécaniques de toutes sortes qui leur seraient transmises par le sol.

Autrement, nos mesures pourraient mettre en évidence une certaine turbulence, dont le phénomène thermique dans l'huile ne serait pas responsable.

B) M E S U R E S

CHAPITRE V

CONDUITE D'UNE EXPÉRIENCE

35. *Mesure directe de la puissance W .* Comme nous dissipons une énergie électrique qui doit varier, le seul moyen de la rendre variable, c'est d'appliquer des différences de potentiel variables aux extrémités du circuit chauffant.

Nous *mesurerons* ces puissances successives à l'aide d'un *voltmètre*.

En pratique, nous avons choisi quelques divisions du voltmètre et nous amenons l'aiguille sur ces divisions à l'aide d'un rhéostat.

Le voltmètre est du type à glace et aiguille à couteau, à cadran de 150 mm (évidemment à cadre mobile).

N'ayant pas la prétention de faire des mesures absolues des coefficients de convection, nous nous sommes contenté *de comparer l'un à l'autre les deux voltmètres* employés, sans en faire un étalonnage¹⁾.

Nous lisons toujours (ou au moins dans la plupart des cas) un nombre rond de volts ou sous-multiples.

L'erreur se traduit alors par l'erreur de visée qui, avec une certaine habitude, est rendue minime et parfaitement négligeable par rapport à la grandeur lue.

Il reste l'erreur d'étalonnage du voltmètre. Pour un voltmètre courant, cette erreur peut varier entre 0,002 % et 0,1 % par degré d'écart entre la température d'utilisation et celle de l'étalonnage [13].

Nous avons opéré sur des petits écarts de la température ambiante, de 17° à 20°. De sorte que cette approximation, si on prend la *valeur la plus défavorable* de 0,1 %, nous donne comme erreur totale $\Delta\theta = 0,003$ °C.

Si cette valeur a quelque importance dans la région de la convection ordinaire, elle ne joue aucun rôle dans le pré-régime devant l'erreur, inhérente à la définition de h , que l'on fait sur θ .

¹⁾ Cet étalonnage avait été fait. Mais le temps pressait et nous ne pûmes le contrôler par nous-mêmes. A la rigueur ces mesures peuvent donc passer pour absolues.

C'est le motif pour lequel nous n'avons pas étalonné notre voltmètre. Nous nous bornons aux variations relatives de h .

Ayant la tension V par simple lecture, la résistance R du four par mesure directe au pont de Wheatstone (à la température ambiante, le fil de constantan n'est qu'à peine échauffé dans l'expérience) et déduction des bouts de fils chauffant émergents, nous obtenons la puissance W par

$$W = VI = \frac{V^2}{R} \text{ en watts et}$$

$$Q = \frac{W}{J} = \frac{V^2}{JR} \text{ cal/sec.}$$

36. *Méthode de la puissance stationnaire.* Nous nous réservons, si nous devons reprendre ces mesures par la suite, d'appliquer pour la mesure des petites puissances, la méthode de la puissance stationnaire employée par M. V e r n o t t e [14].

En dehors de l'efficacité qu'elle présente aux cas où d'importantes variations, accidentelles ou non, sont à redouter pour R (comme d'éventuels court-circuits dans le four) et que nous n'avons pas observé; cette méthode employant une seule graduation du voltmètre, transforme celui-ci en un appareil de zéro.

Toutes les lectures sont alors comparables entre elles, *sans aucun étalonnage de l'appareil*, la précision des mesures relatives est celle qui se déduit de la précision avec laquelle on connaît les diverses résistances composent les boîtes de résistances employées et celle du four.

L'étalonnage de cette seule graduation du voltmètre transformera toutes les mesures relatives effectuées par cette méthode en mesures absolues.

37. *Difficulté d'obtention d'un régime absolument permanent.*

Nous en avons déjà dit un mot à propos de la calorifugation. Dans le cas des mesures de convection ordinaire, la puissance déversée par le four serait peu importante pour que la présence d'un calorifuge retarde, d'une façon gênante, l'apparition du régime permanent.

Normalement, nous pouvons considérer, mais cependant sous certaines conditions, que le régime permanent est réalisé lorsque la température ambiante présente un palier correspondant à un minimum ou un maximum [15].

Pour que les mesures soient correctes, il faut que ces paliers soient suffisamment longs.

Nous avons vu au *Chapitre IV — Etalonnage des thermomètres* les difficultés rencontrées et il suffira de s'y rapporter pour retrouver les mêmes à l'obtention du régime permanent.

Rappelons que nous avons obtenu 34 paliers de régime absolument permanent sur 300 mesures; que lorsque le taux de variation de la tem-

pérature ambiante changeait constamment, nous étions obligé de chauffer la salle à l'aide de radiateurs électriques, afin d'obtenir une variation régulière et très lente de la température ambiante. Chose qui n'était pas toujours possible, car pour augmenter notablement les chances d'obtention des « paliers » (pour les 25 dernières expériences N^o. 310 à 335) il a fallu nous astreindre à commencer nos mesures dans la soirée (après le coucher du soleil) et les continuer jusqu'au lendemain matin.

Nous avons été tenté d'essayer d'autres dispositifs pour assurer la permanence du régime, comme :

a) Chauffage électrique de l'enceinte.

b) Circulation d'eau autour de l'enceinte.

Mais la brutalité de ces procédés nous les a fait rejeter.

La construction d'un thermostat au 0°001 °C nous aurait tenté également. Mais c'eût été, en fait, une très grande difficulté dans le cas de notre appareil.

Nous avons fini par adopter la calorifugation des enceintes qui les protègent des variations ambiantes et nous avons employé, pour nous guider « *de visu* » un thermomètre enregistreur à sonde, de 0° à 30° C.

En réglant une variation suffisamment lente et régulière de la température de la petite enceinte E_p , nous avons les assurances nécessaires quant à la lenteur de ces variations avec la grande enceinte E_G .

Nous le faisons par quatre résistances chauffantes, de 400 à 500 watts chacune, placées à une certaine distance des enceintes et de quelques lampes électriques, variant de 60 watts à 200 watts, assez éloignées et au-dessus des enceintes.

D'ailleurs la salle possède d'énormes masses métalliques qui forment volants thermiques.

38. *Remarque permettant l'interprétation des mesures dans le cas de non obtention du régime permanent.* Le grand déchet d'observations non immédiatement interprétables, que nous avons constaté, nous a conduit à essayer de tirer quelque parti des mesures dans lesquelles, — soit à cause d'un brusque changement du taux de variation de la température ambiante, à la fin d'une longue période régulière, ou bien d'une interruption d'observation forcée — nous ne pouvions atteindre le palier du régime absolument permanent.

Pour mieux contrôler nos mesures, nous tracions pour chaque mesure la courbe $\theta_E = f(t)$ et indiquions en chaque point la valeur $\Delta\theta$ correspondante (t = le temps).

Sur ces mêmes courbes, nous déterminons graphiquement $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_E$ (taux de variation de température de l'enceinte).

Or, dans les expériences que nous avons pu retenir, la variation de température de l'enceinte a toujours été extrêmement lente, et la ligne qui la représentait, extrêmement peu courbée.

Nous avons été conduit à admettre que, dans ces conditions, *la différence θ four-enceinte était une fonction* pratiquement bien déterminée *de la seule variable* [15]

$$p = \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_E$$

Nous avons constaté que cette hypothèse permettait d'interpréter d'une façon cohérente, de nombreuses mesures qui n'avaient pu être faites en régime rigoureusement permanent.

L'hypothèse était, d'ailleurs, plausible à priori, parce que, d'après les lois générales de la propagation de la chaleur, si les variations de température sont lentes, les variations de ces variations seront normalement très faibles et, les dérivées d'ordre supérieur, par rapport au temps qui interviennent dans la valeur de $\Delta\theta$, pourront normalement être négligeables.

L'expérience confirme donc que l'on peut écrire:

$$V = V_0 - Ap$$

V_0 = différence de température four-enceinte qui eut correspondu au régime permanent.

A = constante positive ou nulle.

Cette droite coupe l'ordonnée de pente nulle au point $\Delta\theta$ du régime permanent [15] (fig. 17 à 21, et tableaux 1 à 3).

C'est là le résultat d'un grand nombre d'expériences.

Si nous n'atteignons pas le palier, et que toutes les conditions requises plus haut soient remplies, nous obtenons $\Delta\theta$ cherché par la construction précédente.

Pour l'ensemble $E_p P_1$, par exemple, A , qui a la dimension d'un temps, pour $2^\circ C$, est égal à

$$A_{(2^\circ)} = \frac{0^\circ 01}{0^\circ 05} = 20 \text{ min.}$$

$$\frac{100'}{100'}$$

pour $0^\circ 1 C$,

$$A_{(0^\circ 1)} = \frac{0^\circ 03}{0^\circ 05} = 60 \text{ min.}$$

$$\frac{100'}{100'}$$

Nous remarquons que pour les grandes valeurs de V_0 , A est petit, et qu'il tend pour les petites valeurs de E_1 , vers une valeur constante de l'ordre de $60'$.

Ceci nous donne l'ordre d'approximation de V_0 quand on a dû se résigner à faire une mesure en l'absence de palier.

Nous voyons que cette précision est indépendante de la puissance W ; elle est donc la même pour les petits écarts de température.

Reprenons l'exemple précité et voyons cette précision au cas où nous nous arrêtons sur une pente de $0^{\circ}01$ C/10 minutes.

Nous avons:

$$\Delta\theta_{(0^{\circ}01)} = V_{(0^{\circ}01)} = V_0 - \frac{60' \times 0.1}{100'} = V_0 - 0^{\circ}006$$

$$\Delta\theta_{(2^{\circ})} = V_{(2^{\circ})} = V_0 - \frac{20'}{60'} 0^{\circ}006 = V_0 - 0^{\circ}002$$

Nous concluons qu'à pente égale $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_E = p$ agit davantage sur les petites différences de température V , que sur les grandes. Nous voyons

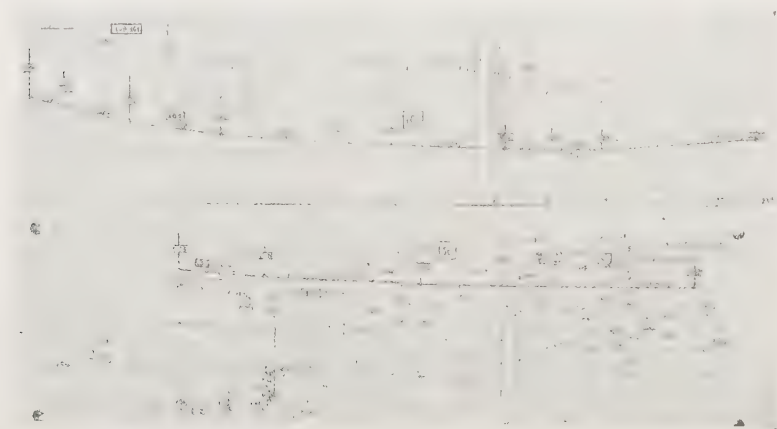


Fig. 17. — Courbes relatives à l'enceinte (Voir tableaux No. 1 et 2).

aussi, en traçant une vraie courbe $Ap = f(p)$ quelle est la pente jusqu'à laquelle il faut aller pour obtenir V_0 avec une approximation désirée.

La correction, qui a été appliquée aussi aux mesures de convection en régime ordinaire, doit être faite avec beaucoup de soin dans l'étude du pré-régime, où nous avons besoin de toute la précision désirable et où les écarts sont par eux-mêmes très petits.

Dans cette région, nous nous sommes attaché, d'ailleurs, à utiliser le plus possible les seules expériences ayant conduit à des paliers assez

longs, d'où *certitude d'être en vrai régime permanent*. (Evidemment, aux imperfections liées à la construction et aux conditions d'utilisation des

TABLEAU No. 1

$EG\ G_3$ *Expérience No. 161* $V = 0,12$ volts

Observation unique (fig. 17 et 18), interrompue
par le changement brusque du taux de variation $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_L$
(se prête à notre interprétation).

t	V	X	$\Delta\theta$ brut
9h 30'	18° 322	18° 216	0° 106
10h 7'	18° 303	18° 195	0° 108
11h 19'	18° 264	18° 162	0° 102
13h 0'	18° 219	18° 136	0° 083
15h 0'	18° 184	18° 120	0° 064
16h 7'	18° 172	18° 117	0° 055
17h 34'	18° 163	18° 111	0° 052
18h 13'	18° 160	18° 109	0° 051
19h 4'	18° 155	18° 107	0° 048
19h 59'	18° 150	18° 107	0° 043
21h 0'	18° 150	18° 116	0° 034
21h 58'	18° 150	18° 125	0° 025
22h 47'	18° 150	18° 130	0° 020

thermomètres, et dans la mesure aussi, où l'on peut considérer que l'observation du palier était faite avec une sensibilité suffisante, permettant

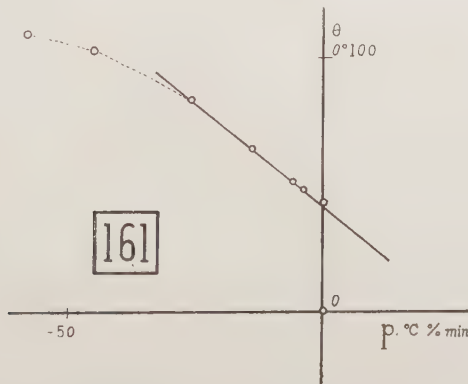


Fig. 18. — Courbe $V = f(p)$
(Voir tableau No. 1).

d'affirmer l'absence de dérivée première et de dérivée seconde de la température par rapport au temps).

TABLEAU No. 2

EG G₃ *Expérience No. 136* $V = 0,25$ volts

Exemple d'observation unique (fig. 17 et 19), n'aboutissant pas à un palier, mais se prêtant à notre interprétation géométrique (Convection ordinaire)

t	V	X	$\Delta\theta$ brut
10h 53'	17° 698	17° 620	0° 078
12h 28'	17° 684	17° 608	0° 076
14h 55'	17° 664	17° 597	0° 067
15h 20'	17° 662	17° 595	0° 067
16h 9'	17° 658	17° 594	0° 064
17h 30'	17° 653	17° 594	0° 059
18h 53'	17° 650	17° 592	0° 058
20h 22'	17° 649	17° 592	0° 057

TABLEAU No. 3

FG G₃ *Expérience No. 85* $V = 0,10$ volts

Palier (fig. 20 et 21)

t	V	X	$\Delta\theta$ brut
9h 31'	18° 033	17° 941	0° 092
10h 6'	18° 018	17° 928	0° 090
10h 41'	17° 997	17° 918	0° 079
11h 16'	17° 990	17° 906	0° 084
11h 45'	17° 978	17° 902	0° 076
12h 12'	17° 970	17° 899	0° 071
12h 33'	17° 963	17° 896	0° 067
13h 56'	17° 944	17° 887	0° 057
14h 27'	17° 940	17° 882	0° 058
14h 54'	17° 936	17° 880	0° 056
15h 22'	17° 932	17° 880	0° 052
15h 46'	17° 930	17° 880	0° 050
16h 17'	17° 925	17° 880	0° 045
16h 45'	17° 925	17° 880	0° 045
17h 16'	17° 925	17° 880	0° 045
17h 49'	17° 925	17° 883	0° 042
18h 14'	17° 925	17° 887	0° 038
18h 47'	17° 925	17° 890	0° 035
19h 20'	17° 925	17° 892	0° 033

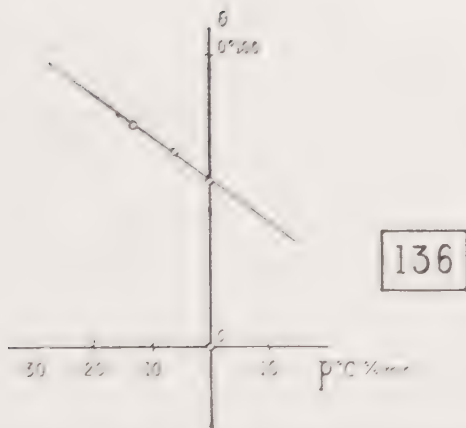


Fig. 19. — Courbe $V = f(p)$. (Voir tableau No. 2.)

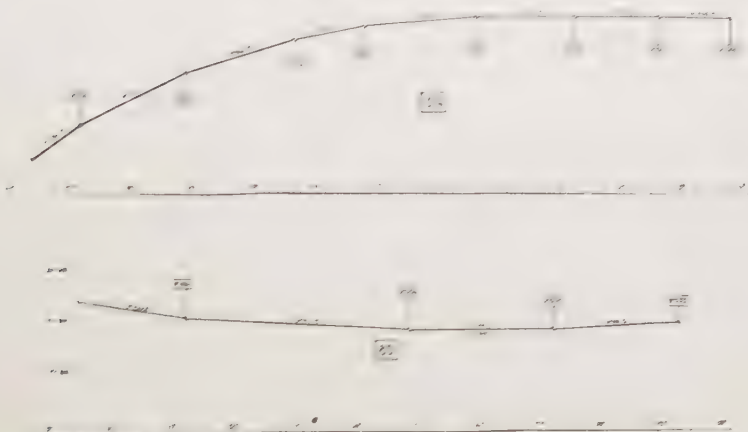


Fig. 20. — Courbes relatives à l'enceinte (Voir tableau No. 3).

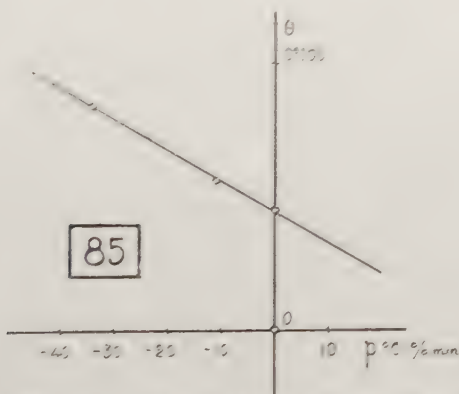


Fig. 21. — Courbe $V = f(p)$. (Voir tableau No. 3).

TABLEAU No. 4

$E_G G_3$ *Expérience No. 157* $V = 0,10$ volts
 Exemple d'observation unique aboutissant à un palier dans
 la Convection ordinaire
 (ne se prête pas à l'interprétation géométrique)

t	V	X	$\Delta\theta$ brut
7h 48'	18° 677	18° 632	0° 045
8h 54'	18° 678	18° 627	0° 051
10h 33'	18° 677	18° 623	0° 054
12h 22'	18° 672	18° 623	0° 049
14h 17'	18° 672	18° 625	0° 047
15h 52'	18° 672	18° 638	0° 034
18h 13'	18° 680	18° 650	0° 030
19h 40'	18° 689	18° 652	0° 037

TABLEAU No. 5

$E_G G_3$ *Expérience No. 284* $V = 0,05$ volts
 Exemple d'observation unique aboutissant à un
 palier dans le Pré-régime

t	V	X	$\Delta\theta$ brut
10h 36'	19° 932	19° 879	0° 053
11h 25'	19° 933	19° 879	0° 054
12h 20'	19° 934	19° 879	0° 055
15h 47'	19° 934	19° 879	0° 055
16h 58'	19° 934	19° 879	0° 055
17h 50'	19° 934	19° 879	0° 055
19h 52'	19° 934	19° 879	0° 055

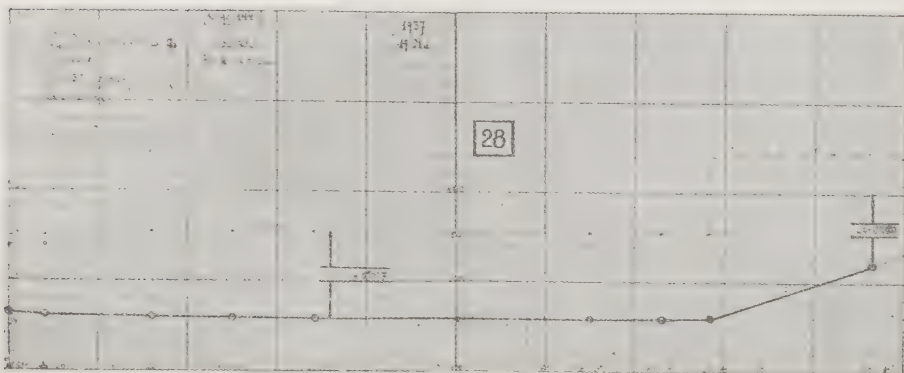


Fig. 22. — Voir tableau No. 6.

TABLEAU No. 6

 EGG_3 *Expérience No. 28* $V = 0,4$ volts

Observation menant au palier (fig. 22).

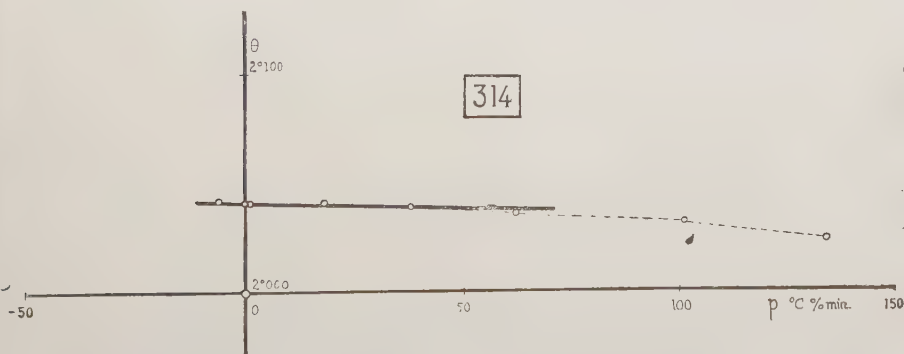
En fin d'expérience, lampe de 100 W fonctionnant en permanence à 1 m de l'enceinte (par suite d'un oubli)

t	S	R	$\Delta\theta$ brut
10h 0'	15° 538	15° 465	0° 073 (régime variable)
10h 20'	15° 550	15° 462	0° 088
11h 20'	15° 555	15° 460	0° 095
12h 5'	15° 555	15° 459	0° 096
12h 51'	15° 555	15° 458	0° 097
15h 23'	15° 555	15° 458	0° 097
16h 5'	15° 555	15° 458	0° 097
16h 32'	15° 555	15° 460	0° 095
18h 2'	15° 600	15° 520	0° 080

TABLEAU No. 7

 EPG_3 *Expérience No. 314* $V = 3,00$ voltsObservation unique de $\Delta\theta$ (fig. 23)

t	V	X	$\Delta\theta$ brut
14h 52'	18° 960	16° 930	2° 030
16h 25'	19° 075	17° 050	2° 025
17h 12'	19° 140	17° 116	2° 024
18h 56'	19° 250	17° 218	2° 032
20h 42'	19° 320	17° 284	2° 036
21h 50'	19° 349	17° 310	2° 039
23h 40'	19° 370	17° 329	2° 041
1h 17'	19° 371	17° 330	2° 041
2h 40'	19° 371	17° 330	2° 041
3h 49'	19° 368	17° 326	2° 042
4h 53'	19° 399	17° 378	2° 021

Fig. 23. — Courbe $V = f(p)$. Voir tableau No. 7.

CHAPITRE VI

DÉPOUILLEMENT D'UNE SÉRIE D'EXPÉRIENCES

39. *Introduction.* Dans nos cahiers d'observations, nous avons marqué: les temps, les cotes des deux thermomètres, et la différence *brute* $\Delta\theta_b$.

Ces notes ont été traduites graphiquement sur des feuilles de papier millimétré. Les échelles employées sont:

abscisse 1 cm = 10 minutes de temps.

ordonnée 1 cm = 0°020 C.

Dans ces conditions (fig. 23)

$$1'' = 6 \text{ cm}$$

$$0^{\circ}1 = 5 \text{ cm}$$

Pour simplifier, nous n'y figurons que la courbe relative à l'enceinte. Nous joignons les points d'observation entre eux et nous indiquons la pente et l'ordonnée $\Delta\theta$ (brut) aux points respectifs (figure 17).

Une autre feuille millimétrée sert de résumé.

1°. Si le palier a été obtenu, on inscrit sur celle-ci: le numéro de l'expérience, $\Delta\theta_b$, Δ_c (VX) la correction de l'étalonnage et le $\Delta\theta$ net = V_0 ; on marque en dessous la température d'obtention du palier θ_h en °C.

2°. Si le palier n'a pas été obtenu, nous portons quelques plus petites pentes en abscisse et $\Delta\theta_b$ en ordonnée et nous traçons la droite qui passe au mieux par ces quelques points (3 à 4 points suffisent). Puis nous marquons en marge comme pour le N° 1.

Nous passons maintenant aux dispositifs de calcul.

Nous dressons un tableau comportant les colonnes suivantes: Volts V,

Numéro de la mesure, V^2 , $W = \frac{V^2}{R}$ avec deux colonnes (à la règle,

exact); $Q = \frac{W}{J}$, avec 2 colonnes (à la règle, exact), $\Delta\theta$ avec 3 colonnes,

$[\Delta\theta \text{ brut}, \Delta_c \text{ (VX) correction}, \Delta \text{ net}]$ $h = \frac{Q}{\Delta_{\text{net}}}$, avec 2 colonnes (à la

règle, exact), θ_h °C (température de l'enceinte au moment du palier, ou la plus proche pente de celui-ci). Observations (on y note les points obtenus par palier).

Les résultats des calculs se condensent dans un graphique $h = f(\Delta\theta) = f(V_0)$. Pour ceux-ci, nous avons adopté deux échelles des températures:

a) L'une pour la portion relative au pré-régime, 10 cm = 0°1 C.

b) L'autre pour la convection ordinaire 5 cm = 1° C.

L'échelle des h est la même dans les deux cas (fig. 24).

Pour la valeur de h . $10^4 = 100$, on a pris 10 cm.

A) Précision des mesures

40. *Précision sur W.* W est défini par (1)

$$(1) \quad W = \frac{V^2}{R} ; \quad (2) \quad \frac{\Delta W}{W} = \frac{2 \Delta V}{V} + \frac{\Delta R}{R}$$

a) *Précision sur V.* La lecture de la tension V se fait sur des traits. L'erreur se réduit à celle des inégalités des divisions entre elles, à celle de la variation de résistance interne avec la température et celle due aux imperfections mécaniques, défauts d'élasticité de l'arc spiral.

En adoptant une variation de 0,1% par 1°C¹⁾ et sachant que nos mesures ont eu lieu entre 17° et 21° = 4°

$$\frac{\Delta V}{V} \leq 0,004$$

b) *Précision sur R.* La résistance du four a été mesurée à 0,012 près.

Nous avons opéré sur 4°, la variation de R n'est pas appréciable (l'enroulement est en constantan).

Pour P_1 ($R_{P_1} = 10,97 \, \Omega$) $\frac{\Delta R}{R} \leq \frac{0,01}{10} = 0,001$	Pour G_3 ($R_{G_3} = 62,66 \, \Omega$) $\frac{\Delta R}{R} \leq \frac{0,01}{60} \leq 0,00017$
---	--

Donc, la précision sur W est

$$\left(\frac{\Delta W}{W} \right)_{P_1} = 0,009 \therefore \left(\frac{\Delta W}{W} \right)_{G_3} = 0,00817$$

Cette précision pourrait être considérablement accrue, comme nous l'avons indiqué.

41. *Précision sur $\Delta\theta$.* La plus grave erreur, la seule dont nous ayons à nous occuper dans l'étude du pré-régime, provient de l'étalonnage des thermomètres. Nous avons vu les conditions exceptionnelles d'imprécision dans lesquelles a dû s'effectuer leur comparaison. Nous avons obtenu des écarts allant jusqu'à 0°003 C pour les thermomètres au 0°01 °C et 0°005 pour ceux au 1/20 °C. Nous retiendrons, comme nous l'avons expliqué, 0°0015 par lecture et sur $\Delta\theta$, 0°003 C.

42. *Précision sur h.* Le coefficient h étant défini par $h = \frac{W}{J\theta}$.

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta \theta}{\theta}$$

G_3 (1/100 °C)	P_1 (1/20 °C)
$\frac{\Delta W}{W} = 0,00817$	0,009

¹⁾ Nous prenons à dessein la plus grande erreur indiquée par M. P o t o p [13].

Avec les thermomètres au 1/100 °C (V, X)

$$\left[\frac{\Delta h}{h} = 0,0082 + \frac{\Delta \theta}{\theta} \right]$$

L'incertitude, brutalement calculée, serait donc, si nous conservions toutes les déterminations, même celles dont la précision relative est évidemment insuffisante:

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{10^\circ} = 0,0082 + \frac{0,003}{10} = 0,0085 = 0,85\% \sim 1\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{1^\circ} = 0,0082 + 0,003 = 0,0112 = 1,10\% \sim 1\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{0^\circ 1} = 0,0082 + 0,03 = 0,0382 = 3,80\% \sim 4\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{0^\circ 05} = 0,0082 + \frac{0,003}{0,05} = 0,0682 = 6,8\% \sim 7\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{0^\circ 01} = 0,0082 + 0,3 = 0,3082 = 30,8\% \sim 31\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{0^\circ 005} = 0,0082 + \frac{0,003}{0,005} = 0,6082 = 61\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{0^\circ 003} = 0,0082 + \frac{0,003}{0,003} = 1,0082 = 100\%$$

Avec les Thermomètres au 1/20 °C (GE)

$$\left[\frac{\Delta h}{h} = 0,009 + \frac{\Delta \theta}{\theta} \right]$$

L'incertitude serait donc dans les mêmes conditions:

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{10^\circ} = 0,009 + \frac{0,005}{10} = 0,0095 = 0,95\% \sim 1\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{1^\circ} = 0,009 + 0,005 = 0,014 = 1,4\% \sim 1,5\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{0^\circ 1} = 0,009 + 0,05 = 0,059 = 5,9\% \sim 6\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{0^\circ 05} = 0,009 + 0,1 = 0,109 = 10,9\% \sim 11\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{0^\circ 01} = 0,009 + 0,5 = 0,509 = 50,9\% \sim 51\%$$

$$\left(\frac{\Delta h}{h} \right)_{0^\circ 005} = 0,009 + 1 = 1,009 = 100\%$$

B) *Résultats*

43. *Introduction.* Nous avons estimé préférable de traduire aussi les mesures par des courbes, indépendamment des tableaux de nombres, qui indiquent mieux les détails.

Cette manière de voir nous a permis d'ajouter aux points obtenus deux « images », une supérieure, l'autre inférieure, représentant la limite des incertitudes maxima à admettre sur la position du point.

Dans le pré-régime, nous n'avons tenu compte que des rares paliers obtenus. Cependant, nous avons tenu à donner les résultats obtenus par notre construction dans l'hypothèse

$$\Delta\theta = V_0 - Ap$$

et nous remarquons qu'ils s'encadrent assez bien dans les mesures précises obtenues directement.

44. *Calculs préliminaires.* Afin de pouvoir dresser les tableaux complets, il a fallu calculer la conductance du système four-enceinte dans chaque cas: $E_G P_1$, $E_P P_1$, $E_G G_3$ et $E_P G_3$.

Ceci nous permet la comparaison de h à h_0 = conductibilité pure.

La Résistance R d'un tel ensemble est, on le sait:

$$R = \frac{\rho}{4\pi C}$$

C étant le coefficient d'influence électrostatique du four par rapport à l'enceinte.

La conductivité spécifique du milieu est:

$$K = \frac{1}{\rho} \text{ et } h_0 = \frac{1}{R}, \text{ d'où}$$

$$h_0 = 4\pi k C = A_1 C$$

Ceci nous amène à calculer A_1 , puis C dans ces quatre mêmes cas

$$A_1 = 4\pi k;$$

Calcul de A

$$K$$

$$\left. \begin{aligned} K_{4^\circ} &= 181 \times 10^{-6} \text{ watts/}^\circ\text{C} \\ K_t &= K_{20} [1 + \alpha (t - 20)] \end{aligned} \right\} [16]$$

Valable de 0° à 80° C.

$$\frac{K_t}{K_{4^\circ}} = \frac{K_0 [1 + \alpha (t - 20)]}{K_{20} [1 + \alpha (4 - 20)]} \quad K_t = \frac{1 + \alpha (t - 20)}{1 - 16 \alpha} K_4$$

Or, nos mesures sont faites sensiblement à la moyenne de $\theta = 18^\circ$.

$$K_{18^\circ} = \frac{257}{271} 181 \times 10^{-6} = 192,86 \times 10^{-6}$$

$$K_{18^\circ} = 193 \times 10^{-6} \text{ watts/}^\circ\text{C cm}$$

2°.

$$A = 4\pi K$$

$$A = 4 \times 3.1416 \times 193 \times 10^{-6} \text{ watts/}^\circ\text{C cm}$$

$$A = 2425 \cdot 10^{-6} \text{ watts/}^\circ\text{C cm}$$

$$A = 58 \cdot 10^{-5} \text{ cal/}^\circ\text{C cm sec}$$

Calcul de C

Nous assimilons le petit ellipsoïde de révolution, qu'est le four, et la surface intérieure sphérique de l'enceinte à deux ellipsoïdes homofocaux.

Dans ces conditions, C est donné par [17]

$$C = \frac{2c}{L \left[\frac{1 + \frac{c}{a_1}}{1 - \frac{c}{a_1}} \cdot \frac{1 - \frac{c}{a_2}}{1 + \frac{c}{a_2}} \right]}$$

Nous avons alors à considérer le tableau:

Dispositifs	E _G P ₁	E _P P ₁	E _G G ₃	E _P G ₃
a ₂	8 cm	4 cm	8 cm	4 cm
a ₁	1 cm		1,625 cm	
b ₁	0,75 cm		1,25 cm	
c	0,66 cm		1,04 cm	
$\frac{c}{a_1}$	0,66 cm		0,64 cm	
$\frac{c}{a_2}$	0,0825	0,165	0,13	0,26
$q = \frac{\left(1 + \frac{c}{a_1}\right) \left(1 - \frac{c}{a_2}\right)}{\left(1 - \frac{c}{a_1}\right) \left(1 + \frac{c}{a_2}\right)}$	4,138	3,5074	3,5074	2,670
log ₁₀ (q)	0,6168	0,5450	0,5450	0,4265
L (q) = 2,3056 log ₁₀ (q)	1,422	1,255	1,255	0,983
$C = \frac{2c}{L(q)}$	0,928	1,052	1,655	2,116

45. Calcul de h_0 . Conductance théorique de l'ensemble four-enceinte.

$h_0 = A_1 C$, d'où le tableau suivant:

Dispositifs	$E_G P_1$	$E_P P_1$	$E_G G_3$	$E_P G_3$
A_1 watts/°C cm	2425.10-6			
A_1 cal/°C cm/sec	58.10-5			
C cm	0,928	1,052	1,655	2,116
h_0 w	0,00225	0,00255	0,00401	0,00513
h_0 cal	0,00054	0,00061	0,00096	0,00123

45 bis. *Remarque importante.* Il est entendu que, lorsque nous donnons des tableaux de coefficient de convection et les courbes qui en résultent, nous nous référons au coefficient global de convection: h .

Pour avoir le coefficient de convection réel, il faut diviser h par la surface du four respectif.

46. Mesure d'un coefficient h dans la région de la convection ordinaire.

a) *Coefficient relatif.* Comme nous l'avons vu, les coefficients de convection dans le régime ordinaire s'obtiennent, dans notre appareil facilement à 1% près.

Notons que cette estimation a été donnée dans les conditions suivantes:

1°. Nous avons considéré un tel régime à partir de $\Delta\theta=1^\circ$ (environ).

2°. Elle provient entièrement du terme $\frac{\Delta W}{W}$ (dans cette région de la courbe de h).

Bien que cette précision soit assez faible, elle est suffisante pour que nous constations que le phénomène de la convection ordinaire dans l'huile de ricin est bien défini.

Sur la courbe de h pour l'ensemble $E_G G_3$ (comme on le verra dans les tableaux No. 8 et 12, pag. 54 et 62) entre deux points obtenus par le « palier », nous en avons déduit toute une série qui se sont très bien rangés sur la courbe, entre 0.2 et 2.6 .

Nous n'avons d'ailleurs pas indiqué tous les points obtenus, car ils n'auraient pas la même densité sur la courbe — nous avons surtout étudié le pré-régime.

Nous n'avons pas réalisé l'étalonnage des voltmètres, d'abord parce que cette opération étant laissée pour la fin du travail, elle ne put être effectuée à cause des événements indépendants de notre volonté.

Elle ne s'imposait pas pour notre étude dans le pré-régime de la convection car nous avons vu que l'erreur principale sur h provient, dans ce cas de $\frac{\Delta\theta}{\theta}$ et nous y avons renoncé finalement.

Nous donnons les tableaux que nous avons obtenus dans le régime de la convection ordinaire pour la mesure de h dans le cas de nos quatre systèmes (tableaux No. 8—11), les courbes respectives (fig. 24), et un tableau No. 5 relatif à une observation unique ayant conduit à un palier.

Mesure d'un coefficient de convection h dans le régime ordinaire de la Convection (fig. 24).

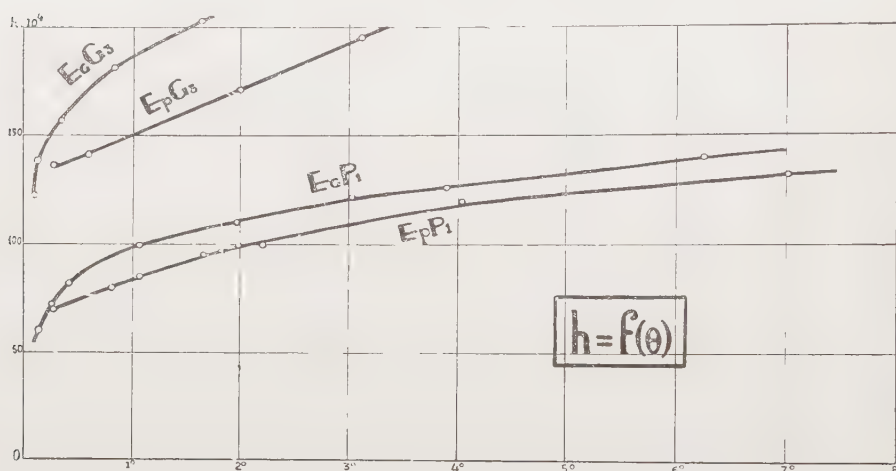


Fig. 24. — Courbes du coefficient de convection h . (Voir les tableaux No. 8—11).

TABLEAU No. 8

Ensemble $E_G G_3$ [$h_0 = 9,6 \times 10^{-4}$ cal/°C cm/sec.] Extrait des mesures

V Volts	No. de la me- sure	V^2 $\times 10^2$	$W = \frac{V^2}{R}$ $\times 10^3$	$Q = \frac{W}{J}$ $\times 10^2$	$\Delta\theta = (\theta_F - \theta_E)$			$h = \frac{Q}{\Delta_{net}}$ $\times 10^4$	θ_h °C	Observations
					Δ brut	Δc	Δ net			
0,6	30	36	5,745	1,372	0° 152	40	0° 112	123	15° 59	Palier (therm. R.S)
0,7	64-80	49	7,820	1,868	0° 170	35	0° 135	138	18° 20	Palier
1,2	53	144	22,98	5,491	0° 384	35	0° 349	157	17° 40	Constr. géométr.
2,0	49	400	63,88	15,26	0° 874	30	0° 844	181	17° 00	»
2,96	233	876,2	139,8	33,41	1° 700	53	1° 647	203	19° 85	Palier

TABLEAU No. 9

Ensemble EPG_3 [$h_o = 12,3 \times 10^{-4}$ cal/°C cm/sec] Extrait des mesures

V Volts	No. de la me- sure	V^2 $\times 10^2$	$W = \frac{V^2}{R}$ $\times 10^3$	$Q = \frac{W}{J}$ $\times 10^3$	$\Delta\theta = (\theta_F - \theta_E)$			$h = \frac{Q}{\Delta}$ $\times 10^4$	θ_h °C	Observations
					Δ brut	Δ_c	Δ net			
1,0	318	100	15,96	3,81	0° 375	36	0° 279	137	18° 06	Palier
1,5	334	225	35,91	8,58	0° 657	48	0° 609	141	18° 90	»
3,0	314	900	143,63	34,32	2° 041	34	2° 007	171	17° 33	»
4,0	320	1,600	255,34	61,01	3° 168	34	3° 134	195	17° 94	»

TABLEAU No. 10

Ensemble $EG P_1$ [$h_o = 5,4 \times 10^{-4}$ cal/°C cm/sec] Extrait des mesures

V Volts	No. de la me- sure	V^2 $\times 10^2$	$W = \frac{V^2}{R}$ $\times 10^3$	$Q = \frac{W}{J}$ $\times 10^3$	$\Delta\theta = \theta_F - \theta_E$			$h = \frac{Q}{\Delta}$ $\times 10^4$	θ_h °C	Observations
					Δ brut	Δ_c	Δ net			
0,2	327	4	3,646	0,871	0° 135	—9	0° 144	61	18° 39	Palier
0,3	325	9	8,204	1,960	0° 265	—5	0° 270	73	17° 54	»
0,3	331	16	14,59	3,485	0° 425	0	0° 425	82	19° 85	»
0,7	323	49	44,67	10,67	1° 068	—5	1° 073	99	17° 36	Constr. géométr.
1,0	319	100	91,16	21,78	1° 975	—5	1° 980	110	17° 65	Palier
1,3	321	169	154,1	36,81	3° 030	—5	3° 035	121	17° 29	»
1,5	317	225	205,1	49,01	3° 895	—5	3° 900	126	17° 49	»
2,0	315	400	364,6	87,13	6° 240	—5	6° 245	139	16° 82	Constr. géométr.

b) *Coefficient absolu.* Enfin, disons un mot sur le cas d'un étalonnage absolu du voltmètre et des thermomètres. Il est possible alors de donner des valeurs absolues du coefficient de convection.

Les erreurs, dans ce cas, sur les lectures des puissances sont de l'ordre 0,0001 volts et parfaitement négligeables devant $\frac{\Delta\theta}{\theta}$.

La précision, donc, du coefficient absolu de convection serait pour 1°

$$\left(\frac{\Delta h}{h}\right)_{1^\circ} = \left(\frac{\Delta\theta}{\theta}\right)_{1^\circ} = \frac{0,003}{1^\circ} = 0,003 = 3\text{‰}.$$

On conçoit que pour des coefficients relatifs à des écarts de l'ordre de 10°

$$\left(\frac{\Delta h}{h}\right)_{10^\circ} = 0,0003 = 3 \cdot 10^{-4}.$$

47. *Conclusions.* Le coefficient h varie d'une façon continue dans tout l'intervalle de la convection ordinaire.

Pour l'ensemble $E_P P_1$, il est presque constant dans ce même intervalle (fig. 24).

TABLEAU No. 11

Ensemble $E_P P_1$ $[h_o = 6,1 \times 10^{-4} \text{ cal/}^\circ\text{C cm/sec}]$

Extrait des mesures

V Volts	No. de la me- sure	V^2 $\times 10^2$	$W = \frac{V^2}{R}$ $\times 10^3$	$Q = \frac{W}{J}$ $\times 10^3$	$\Delta\theta = \theta_F - \theta_E$			$h = \frac{Q}{\Delta_{\text{net}}}$ $\times 10^4$	θ_h $^\circ\text{C}$	Observations
					Δ brut	Δ_c	Δ net			
0,3	95	9	8,20'	1,960	0° 270	-10	0° 280	70	18° 30	Palier
0,55	67	30,25	27,58	6,589	0° 815	-8	0° 823	80	18° 09	»
0,65	69	42,25	38,51	9,203	1° 070	-8	1° 078	85	18° 08	»
0,85	82	72,25	65,86	15,737	1° 655	-10	1° 665	95	18° 27	»
0,9	81	81	73,84	17,64	1° 830	-10	1° 840	96	18° 27	»
0,95	83	90,25	82,27	19,66	1° 995	+6	1° 989	99	20° 07	»
1,0	84	100	91,16	21,78	2° 200	-10	2° 210	99	18° 28	»
1,49	277	222	202,4	48,36	4° 044	-3	4° 047	120	19° 22	Constr. géomètr.
2,06	255	424,4	386,8	92,43	7° 024	-5	7° 029	131,5	16° 95	Palier

La mesure d'un coefficient de convection pour un écart de température de 1° à 10° C, par exemple, a été effectuée par nous, couramment, sans toutes ces précautions, avec une précision variant de 0,9% à 1,2% (voir plus loin).

Ces résultats montrent que *le phénomène convectif dans les liquides (huile de ricin) est bien reproductible avec une grande précision, il est donc bien défini* [15].

TROISIÈME PARTIE

CRITÈRE DE PÉCLET-VERNOTTE. PRÉ-RÉGIME DE LA CONVECTION

48. *Introduction.* Nous verrons comment d'après M. Vernotte les valeurs du nombre de Reynolds appliqués au nombre de Péclet nous indiqueront des seuils de changement de régime dans la Convection Naturelle [8].

Nous ne pouvons faire un calcul rigoureusement exact, mais nous aurons une idée approchée en faisant certaines simplifications nécessaires, indiquées d'ailleurs par M. V e r n o t t e.

Pour l'application de ce critère nous avons besoin de quelques expressions analytiques dont le calcul suit.

CHAPITRE VII

CRITÈRE DE PÉCLET-VERNOTTE

A) Potentiel thermique de la conduction pure

49. *Régime variable avec symétrie sphérique.* Pour arriver à l'équation du régime variable du champ thermique exprimons que le flux de chaleur sert à élever la température de l'élément de surface sphérique qu'il traverse, V est la température, K le coefficient de conductibilité thermique, S la surface de l'élément, ρ sa densité et c sa chaleur spécifique à volume constant, l'équation de propagation de la chaleur est, comme on sait:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial V}{\partial r} = a \frac{\partial V}{\partial t}$$

avec

$$a = \frac{c \rho}{K} > 0$$

$$\text{Posons} \quad V = V_0 \cdot W \cdot e^{bt} \quad \left| \quad \begin{array}{l} V = V_0 \\ t = 0 \end{array} \right.$$

où $W = f(r)$, uniquement, il vient

$$\frac{d^2 W}{dr^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{dW}{dr} - ab W = 0$$

dont la solution particulière est

$$W = A \frac{\sin(\omega r + \varepsilon)}{r};$$

comme il est bien connu

$$V = A V_0 e^{bt} \frac{\sin(\omega r + \varepsilon)}{r};$$

50. *Régime permanent.* Dans ce cas $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$ et l'équation se réduit à

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{dV}{dr} = 0$$

On conçoit que pour des coefficients relatifs à des écarts de l'ordre de 10°

$$\left(\frac{\Delta h}{h}\right)_{10^\circ} = 0,0003 = 3 \cdot 10^{-4}.$$

47. *Conclusions.* Le coefficient h varie d'une façon continue dans tout l'intervalle de la convection ordinaire.

Pour l'ensemble $E_P P_1$, il est presque constant dans ce même intervalle (fig. 24).

TABLEAU No. 11

Ensemble $E_P P_1$ $[h_o = 6,1 \times 10^{-4} \text{ cal/}^\circ\text{C cm/sec}]$

Extrait des mesures

V Volts	No. de la me- sure	V^2 $\times 10^2$	$W = \frac{V^2}{R}$ $\times 10^3$	$Q = \frac{W}{J}$ $\times 10^3$	$\Delta\theta = \theta_F - \theta_E$			$h = \frac{Q}{\Delta}$ $\frac{Q}{\Delta} \text{ net}$ $\times 10^4$	θ_h $^\circ\text{C}$	Observations
					Δ brut	Δ_c	Δ net			
0,3	95	9	8,20	1,960	0° 270	—10	0° 280	70	18° 30	Palier
0,55	67	30,25	27,58	6,589	0° 815	—8	0° 823	80	18° 09	»
0,65	69	42,25	38,51	9,203	1° 070	—8	1° 078	85	18° 08	»
0,85	82	72,25	65,86	15,737	1° 655	—10	1° 665	95	18° 27	»
0,9	81	81	73,84	17,64	1° 830	—10	1° 840	96	18° 27	»
0,95	83	90,25	82,27	19,66	1° 995	+6	1° 989	99	20° 07	»
1,0	84	100	91,16	21,78	2° 200	—10	2° 210	99	18° 28	»
1,49	277	222	202,4	48,86	4° 044	—3	4° 047	120	19° 22	Constr. géomètr.
2,00	255	424,4	386,8	92,43	7° 024	—5	7° 029	131,5	16° 95	Palier

La mesure d'un coefficient de convection pour un écart de température de 1° à 10° C, par exemple, a été effectuée par nous, couramment, sans toutes ces précautions, avec une précision variant de 0,9% à 1,2% (voir plus loin).

Ces résultats montrent que *le phénomène convectif dans les liquides (huile de ricin) est bien reproductible avec une grande précision, il est donc bien défini* [15].

TROISIÈME PARTIE

CRITÈRE DE PÉCLET-VERNOTTE. PRÉ-RÉGIME DE LA CONVECTION

48. *Introduction.* Nous verrons comment d'après M. Vernotte les valeurs du nombre de Reynolds appliqués au nombre de Péclet nous indiqueront des seuils de changement de régime dans la Convection Naturelle [8].

Nous ne pouvons faire un calcul rigoureusement exact, mais nous aurons une idée approchée en faisant certaines simplifications nécessaires, indiquées d'ailleurs par M. V e r n o t t e.

Pour l'application de ce critère nous avons besoin de quelques expressions analytiques dont le calcul suit.

CHAPITRE VII

CRITÈRE DE PÉCLET-VERNOTTE

A) Potentiel thermique de la conduction pure

49. *Régime variable avec symétrie sphérique.* Pour arriver à l'équation du régime variable du champ thermique exprimons que le flux de chaleur sert à élever la température de l'élément de surface sphérique qu'il traverse, V est la température, K le coefficient de conductibilité thermique, S la surface de l'élément, ρ sa densité et c sa chaleur spécifique à volume constant, l'équation de propagation de la chaleur est, comme on sait:

$$\left[\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial V}{\partial r} = a \frac{\partial V}{\partial t} \right]$$

avec

$$a = \frac{c \rho}{K} > 0$$

Posons
$$V = V_0 \cdot W \cdot e^{bt} \quad \left| \begin{array}{l} V = V_0 \\ t = 0 \end{array} \right.$$

où $W = f(r)$, uniquement, il vient

$$\frac{d^2 W}{dr^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{dW}{dr} - ab W = 0$$

dont la solution particulière est

$$W = A \frac{\sin(\omega r + \varepsilon)}{r};$$

comme il est bien connu

$$\left[V = A V_0 e^{bt} \frac{\sin(\omega r + \varepsilon)}{r}; \right]$$

50. *Régime permanent.* Dans ce cas $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$ et l'équation se réduit à

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{dV}{dr} = 0$$

dont la solution est

$$V = -\frac{A}{r} + B$$

ou bien

$$\left[V \right]_a^b = \left[-\frac{1}{r} \right]_{a_1}^{b_1}$$

Appliquons- la deux fois de 0 à V , respectif r_1 à r et de 0 à V_0 respectif r_1 à r_0 ; nous obtenons-

$$\left\{ \begin{array}{l} V = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \\ V_0 = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0} \end{array} \right.$$

ou encore

$$V = V_0 + \frac{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0}}$$

51. *La plus grande « amplitude de vitesse » possible d'une particule dans un milieu chauffé.*

C'est bien une plus grande valeur qu'il faut chercher, puisqu'on devra la faire intervenir dans un critère relatif à l'apparition d'un nouveau régime.

Pour obtenir son expression, nous ferons certaines approximations qui n'enlèvent pas sa validité au calcul.

Nous reprendrons le mode de calcul symbolique de M. V e r n o t t e [3] avec les restrictions indiquées par lui dans une autre note [4], à savoir qu'on a toujours le droit de faire une étude locale, dans un point du fluide, si l'élément considéré est suffisamment petit pour que les surfaces de niveau thermiques puissent être regardées comme des plans.

De même, la poussée d'Archimède dans notre cas est $g\alpha\theta$ au lieu de $g\alpha(\theta + \beta z)$, comme dans le problème de B é n a r d :

θ = température locale;

β = gradient de température;

z = cote du point;

α = coefficient de dilatation du fluide.

Les coefficients de proportionnalité, qui entrent dans les 2 équations (I) exprimant l'évanouissement de température et l'évanouissement des vitesses au sein du fluide, sont obtenus en appliquant ces deux principes

au fluide compris dans l'espace situé entre les deux sphères et en considérant le premier terme de la série de F o u r i e r qui donne la plus grande amplitude d'évanouissement dans les deux phénomènes.

Nous nous servons de l'expression du potentiel en régime variable et arrivons aux deux coefficients

$$A = - \frac{r_1^2}{\pi^2 K}$$

$$B = - \frac{r_1^2}{\pi^2 \nu}$$

et les deux équations

$$(I) \quad \left\{ \begin{array}{l} \theta = \beta z = A \frac{d\theta}{dt} \\ W = B \left(\frac{dW}{dt} - g\alpha\theta \right) \end{array} \right.$$

La première des équations régit le refroidissement de la particule à la côte z , la seconde la disparition des vitesses.

Si nous négligeons les forces d'inertie (rien ne serait d'ailleurs changé aux conclusions, qui seraient seulement plus pénibles à obtenir si on ne suppose pas $\frac{dW}{dt} = 0$), la vitesse la plus grande qui soit possible, pour un θ donné est [8]:

$$W = - Bg\alpha\theta$$

ou

$$W = \frac{g\alpha \theta r_1^2}{\pi^2 \nu}$$

où r_1 = rayon de la sphère d'huile.

Remarque. En éliminant θ dans le système (I) on obtient une équation du 3^e ordre qui nous montre qu'il ne peut y avoir d'équilibre préconvectif. Dans le cas général le mouvement convectif s'amorce dès le plus petit flux de chaleur [4].

B) Application du critère de Péclet-Vernotte à notre système

52. *Expression analytique.* Nous avons vu que M. Vernotte a eu l'idée de rapprocher les deux nombres de Péclet et de Reynolds et de prêter à l'un les valeurs critiques déjà connues de l'autre.

Le nombre de Péclet en convection forcée, est l'expression $\frac{Wl}{K}$, dans laquelle:

l = dimension de référence du corps (ici, le petit axe de l'ellipsoïde)

W = vitesse d'ensemble du fluide

K = diffusibilité thermique.

L'idée de M. Vernotte a été de former un nombre analogue à celui de Péclet, pour la convection naturelle, en l'évaluant au moyen d'un calcul symbolique, et de lui appliquer, après interprétation, les valeurs critiques du nombre de Reynolds mesurées dans des conditions un peu différentes. Dans le calcul de la valeur à donner à W (W n'est pas une constante). θ n'entre que par sa valeur moyenne [8]. Nous la calculerons à partir du potentiel de la conduction pure et l'étendrons à tout l'espace compris entre le four et l'enceinte.

Calcul de la valeur moyenne de θ . Cette température est donnée par:

$$\theta_m = V_m = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi(r_1^3 - r_0^3)} \int_{r_0}^{r_1} V d\rho$$

qui conduit à:

$$\theta_m = \frac{r_0 V_0}{2r_1 \left(1 - \frac{r_0}{r_1}\right)} \frac{1 + \frac{r_0}{r_1} - \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2}{1 + \left(\frac{r_0}{r_1}\right) + \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2}$$

Le nombre de Péclet s'écrit alors:

$$\frac{Wl}{K} = g\alpha \frac{r_0 V_0}{2r_1 \left(1 - \frac{r_0}{r_1}\right)} \frac{1 + \frac{r_0}{r_1} - \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2}{1 + \frac{r_0}{r_1} + \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2} \frac{r_1^2}{\pi^2 \nu} \frac{2r_0}{K}$$

$$\frac{Wl}{K} = \frac{g\alpha V_0 r_0^2 r_1}{\pi^2 \nu K \left(1 - \frac{r_0}{r_1}\right)} \frac{1 + \frac{r_0}{r_1} - \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2}{1 + \frac{r_0}{r_1} + \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2}$$

Dans le cas envisagé par M. Vernotte (et qui est le notre le plus souvent): $\frac{r_0}{r_1}$ était petit et le nombre de Péclet se réduit à

$$\frac{Wl}{K} = \frac{g\alpha V_0 r_0^2 r_1}{\pi^2 \nu K}$$

Dans sa note, M. Vernotte donnait la valeur $\frac{3g\alpha V_0 r_0^2 r_1}{\pi^2 \nu K}$, où le coefficient 3 provenait d'une faute d'impression.

Le Critère de Péclet-Vernotte dans ce cas devient [8]:

$$\frac{g\alpha V_0 r_0^2 r_1}{\pi^2 \nu K} = 50.$$

Pratiquement nous en tirerons la valeur de V_0 et la confronterons avec l'expérience:

$$V_0 = \frac{50 \pi^2 \nu K}{g\alpha r_0^2 r_1}$$

V_0 sera l'écart de température à partir duquel apparaissent les premiers troubles dans la courbe $h = f(\theta)$, en deçà du régime convectif ordinaire.

53. *Résultats*: Nous allons considérer les quatre cas différents de nos

ensembles, et nous calculerons succesivement $\frac{1}{r_0^2 r_1}$ que nous multiplie-

rons par $\frac{50 \pi^2 \nu K}{g\alpha}$ pour obtenir V_0 .

$$\nu_{18^\circ C} = \frac{\eta}{\rho} = \frac{11,7}{0,96} = 12,2 \text{ poises}$$

$$K_{18^\circ C} = \frac{k}{c\rho} = \frac{193 \times 10^{-6}}{\frac{1}{2\sqrt{\rho}} 4,185 \times \rho} = \frac{193 \times 10^{-6}}{2,05}$$

$$\alpha = 78 \times 10^{-5}, \quad g = 981 \text{ cm/sec}^2.$$

$$\frac{50 \pi^2 \nu K}{g\alpha} = \frac{50 \times 3,14^2 \times 12,2 \times 193 \times 10^{-6}}{981 \times 78 \times 10^{-5} \times 2,05} = 0,76$$

$$V_0 = \frac{0,76}{r_0^2 r_1}$$

L'accord de celui-ci avec nos expériences est intéressant.

Les mesures ne sont pas assez serrées, pour que nous puissions en déduire la valeur critique que nous cherchons. Nous pouvons simplement donner les indications ci-dessous.

Sur les courbes, les points correspondant à ce tableau comportent des croix; les autres points comportant une incertitude due à la pente respective sur laquelle nous nous sommes arrêtés — sont marqués par des ronds. Les points pleins sont les images — erreurs (Fig. 25 et 26).

TABLEAU DE MESURES No. 13

Points obtenus par notre construction géométrique et par palier (pré-régime) (fig. 26)

Ensemble $E_P P_1$. — $R_{P_1} = 10,97 \Omega$

Volts V	No. de la me- sure	V^2 $\times 10^4$	$W = \frac{V^2}{R}$ $\times 10^3$	$Q = \frac{W}{J}$ $\times 10^3$	$\Delta\theta = (\theta_F - \theta_E)$			$h = \frac{Q}{\Delta_{\text{net}}}$ $\times 10^4$	θh $^{\circ}\text{C}$	Observations
					Δ brut	Δ_c	Δ net			
—	—	—	—	—	—	—	—	6,1	—	h_0 théorique
0,04	121	0,16	0,146	0,035	0° 005	—7	0° 002	174	18° 00	Palier
—	150	—	—	—	0° 000	—5	0° 005	70	17° 55	»
0,08	133	0,64	0,583	0,139	0° 010	—5	0° 015	93	17° 25	»
0,13	137	1,69	1,541	0,368	0° 045	—5	0° 050	74	17° 30	»
—	162	—	—	—	0° 043	—5	0° 048	77	16° 90	»
0,15	37	2,25	2,051	0,490	0° 040	—8	0° 048	102	18° 56	»
0,18	179	3,24	2,954	0,706	0° 093	—10	0° 103	68	18° 30	»
—	144	—	—	—	0° 092	—5	0° 097	73	17° 05	»
0,20	27	4,00	3,646	0,871	0° 115	+4	0° 111	78	15° 38	»
0,23	148	5,29	4,822	1,151	0° 152	—5	0° 157	73	17° 57	»
—	191	—	—	—	0° 175	+7	0° 168	69	20° 10	»
0,30	95	9,00	8,204	1,960	0° 270	—10	0° 280	70	18° 30	Palier
0,40	54	16,00	14,585	3,485	0° 482	—5	0° 487	72	17° 26	Constr. géom.
0,55	67	30,25	27,575	6,589	0° 815	—8	0° 823	80	18° 09	Palier
0,60	72	36,00	32,817	7,842	0° 950	—5	0° 955	83	17° 60	»
0,65	69	42,25	38,514	9,203	1° 070	—8	1° 078	85	18° 08	»
0,85	82	72,25	65,86	15,737	1° 655	—10	1° 665	95	18° 27	»
0,90	81	81,00	73,84	17,644	1° 830	—10	1° 840	96	18° 27	»
0,95	83	90,25	82,27	19,658	1° 997	+6	1° 989	99	20° 07	»
1,00	84	100,00	91,16	21,783	2° 200	—10	2° 210	99	18° 28	»
1,49	277	222,01	202,38	48,358	4° 044	—3	4° 047	119,5	19° 22	Constr. géom.
2,02	253	408,04	371,96	88,879	6° 844	—4	6° 848	129,5	16° 74	» »
2,06	255	424,36	386,84	92,435	7° 024	—5	7° 029	131,5	16° 95	Palier

54. *Mise en évidence du pré-régime convectif.* Les courbes des tableaux No. 12 et 13 (Fig. 27) pour les ensembles $E_G G_3$ et $E_P P_1$ (les seuls pour lesquels nous avons fait une exploration systématique du pré-régime) ainsi que pour $E_P G_3$, peuvent se partager en trois régions:

1°. Une région qui serait près de l'origine, et dans laquelle h varierait linéairement avec $\Delta\theta$ (dans les grandes lignes).

2°. Une région de régime instable et mal défini qui, d'après nous, serait analogue au régime de transition entre l'écoulement de Poiseuille et l'écoulement simplement currentiligne ou turbulent.

3°. La région de la convection ordinaire, qui, suivant les circonstances expérimentales, peut être « laminaire » ou « turbulente ».

Nous trouvons donc, pour les liquides, la même discordance entre la limite expérimentale apparente de h et la limite théorique h_0 .

Nous avons trouvé que le

polynôme en $\theta^{\frac{1}{4}}$, formé selon une coception antérieure de M. Vernotte [2], et passant

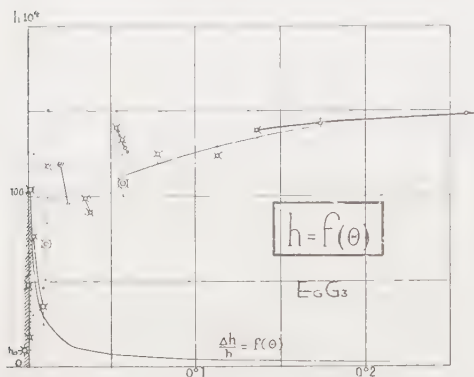


Fig. 25. — Courbe $h = f(\Delta\theta)$ dans la région instable (voir le tableau No. 12).

du mieux par les points correspondant au 3° régime, donc à une certaine distance de l'axe $\theta = 0$, et qui représente h est, pour le système $E_G G_3$:

$$10^5 h = 295 + 2055 \theta^{\frac{1}{4}} - 480 \theta^{\frac{1}{2}}$$

(à 1,5%) mais $h_0 = 96 \cdot 10^{-5}$ d'où

$$h = h_0 (3,08 + 21,6 \theta^{\frac{1}{4}} - 5 \theta^{\frac{1}{2}});$$

Donc, d'après ces résultats, lorsque θ tend vers zéro, la valeur de h relative au régime de la convection ordinaire, tend vers la valeur limite $3 h_0$.

Depuis, il a démontré [18], dans un cas général valable aux petits échauffements, que le plus petit exposant dont puisse être affecté θ , est $\frac{1}{6}$ et

non pas $\frac{1}{4}$, de sorte que h est

une fonction entière de $\theta^{\frac{1}{6}}$.

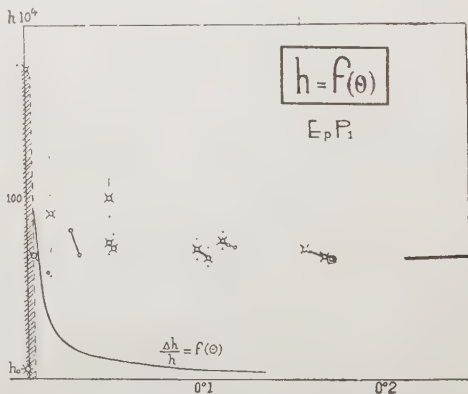


Fig. 26. — Courbe $h = f(\Delta\theta)$ dans la région instable (voir le tableau No. 13).

Sur son conseil, nous avons tracé cette courbe (Tableau No 14, fig. 28) pour $E_G G_3$.

Nous y voyons que les valeurs de h relatives à ce 3° régime tendent pour $\theta = 0$, vers une limite bien supérieure à h_0 .

En fait, le tout premier régime n'apparaît pas nettement sur nos graphiques, car il correspondrait presque toujours à des $\Delta\theta$ encore plus petits.

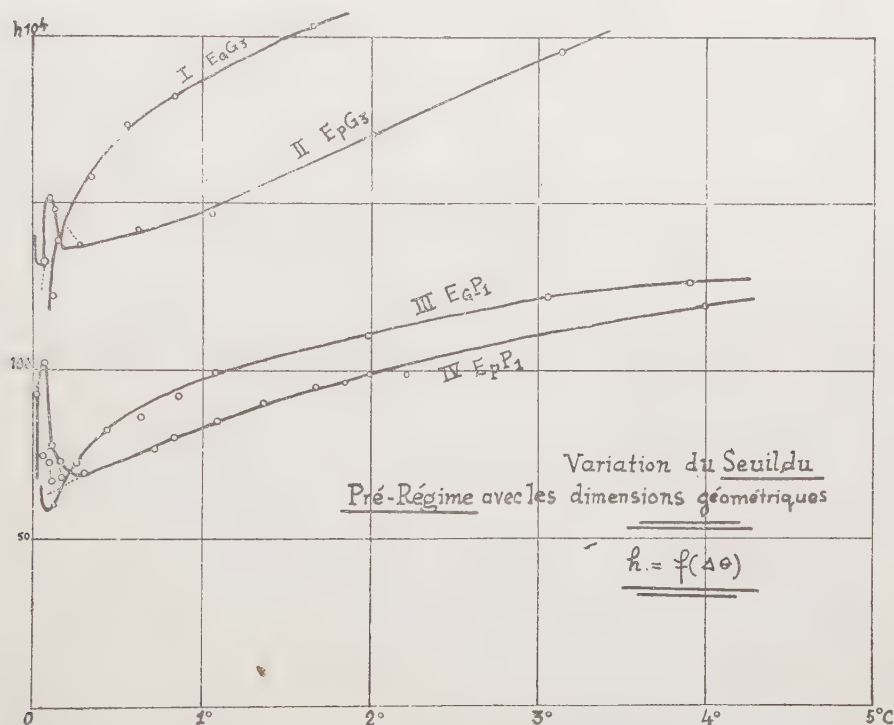


Fig. 27. — Courbes du coefficient de convection h (avec la région instable du pré-régime convectif). Voir les tableaux No. 12 et 13.

Mais nous avons nettement mis en évidence qu'en deça de la convection ordinaire, il y a autre chose: l'existence d'un *régime instable*, que l'on peut supposer faire la transition entre le tout premier régime et le régime ordinaire, est absolument établi.

Dans une Note [15], nous avons appelé le tout premier régime préliminaire: *régime préconvectif*. Or, ce terme avait été consacré dans un autre sens pour désigner l'équilibre purement conductif, susceptible, exceptionnellement, de préciser la convection. Nous ne pouvons donc

le conserver. Le terme de « *pré-régime* » aura corrigé de lui-même la confusion qui aurait pu en découler.

TABLEAU No. 14

$$h = f(\theta^{\frac{1}{6}}) \text{ (fig. 28)}$$

θ	$\frac{1}{\theta^{\frac{1}{3}}}$	$\frac{1}{\theta^{\frac{1}{6}}}$	$h \times 10^4$	Observations
0° 002	0° 125	0° 353	17	Palier
0° 002	0° 125	0° 353	48	»
0° 003	0° 144	0° 379	103	»
0° 005	0° 170	0° 412	76	»
0° 011	0° 222	0° 470	35	»
0° 012	0° 228	0° 480	72	»
0° 013	0° 234	0° 483	117	»
0° 035	0° 320	0° 570	98	»
0° 038	0° 336	0° 578	90	»
0° 053	0° 374	0° 610	139	»
0° 056	0° 382	0° 617	132	»
0° 057	0° 384	0° 618	107	»
0° 077	0° 425	0° 662	123	»
0° 112	0° 481	0° 692	123	»
0° 135	0° 512	0° 713	138	»
0° 172	0° 555	0° 733	142	Constr. géom.
0° 258	0° 635	0° 795	148	» »
0° 349	0° 704	0° 840	157	» »
0° 448	0° 765	0° 874	167	» »
0° 565	0° 825	0° 907	173	» »
0° 706	0° 870	0° 935	175	» »
0° 844	0° 942	0° 970	181	» »

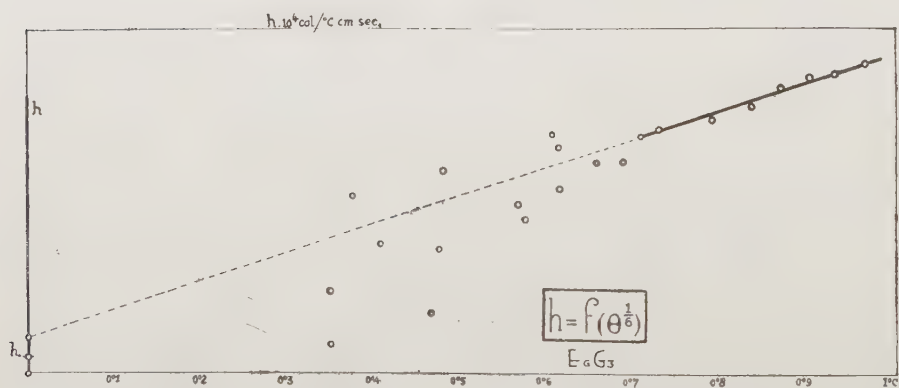


Fig. 28. — Courbe du coefficient de convection h en fonction de la puissance $\frac{1}{6}$ de $\Delta\theta$.

QUATRIÈME PARTIE

VARIATION DU COEFFICIENT DE CONVECTION AVEC LES
DIMENSIONS GÉOMÉTRIQUES DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

CHAPITRE VIII

SIMILITUDE

55. *Dispositif.* Le nombre de nos dispositifs différents est trop restreint pour que nous puissions en tirer de lois numériques bien établies.

Cependant en cherchant à comparer certaines mesures nous ne pouvons laisser inaperçus quelques rapprochements intéressants.

Nous rappelons les dimensions caractéristiques de nos enceintes et de nos fours :

Petite enceinte, limitant une sphère d'huile de 4 cm de rayon.

Grande enceinte, limitant une sphère d'huile de 8 cm de rayon.

La dimension intéressante des fours qui entre dans nos calculs antérieurs est r_0 (rayon de la section horizontale maxima).

Petit four..... $r_0 = 0,75$ cm

Grand four $r_0 = 1,25$ cm

Les quatre dispositifs géométriques différents employés proviennent de la combinaison des 2 fours et des 2 enceintes.

Rappelons la conductance de chaque système (calculée) :

$E_G P_1$ 0,00054 cal/°C cm/sec.

$E_P P_1$ 0,00061 »

$E_G G_3$ 0,00096 »

$E_P G_3$ 0,00123 »

Comme nous n'avons fait des mesures que sur un seul liquide, il ne peut être question de nous occuper de la loi de similitude analysée en détail par M. Vernotte [9].

Nous nous contenterons de suivre la variation de h avec le dispositif géométrique et nous essayerons de trouver quelques relations simples entre le coefficient de convection et les dimensions caractéristiques.

56. *Variation du coefficient de convection h avec la conductance h_0 du système* (à température constante: 1°5).

La conductance thermique du système four-enceinte définit bien l'ensemble d'un même four avec les différentes enceintes que l'on lui adjoint.

Nous montrons (fig. 29) les deux courbes que l'on obtient pour les deux fours. Des deux points existants on ne peut tirer grand'chose, mais

nous avons remarqué que, dans l'intervalle de variation correspondant, le produit $h h_0$ était à peu près constant.

En effet

Fours	G_3		P_1	
Enceintes	E_P	E_G	E_P	E_G
Produit $h h_0$	1.970	1.910	561	570

Nous avons choisi la valeur de $\theta = 1^\circ 5$ parce que c'est la température la plus éloignée de l'origine pour laquelle nous avons encore un point sur chacune de nos courbes $h(\theta)$.

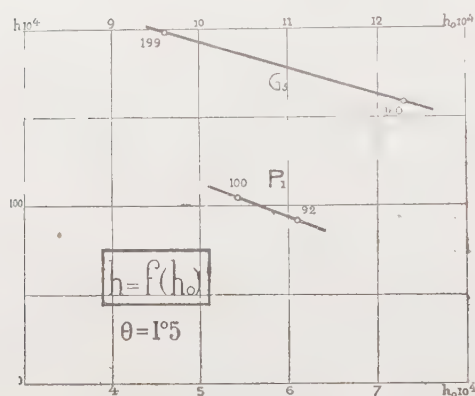


Fig. 29. — Variation du coefficient de convection h avec le dispositif géométrique. Courbe du coefficient de convection h .

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

Cette étude portant surtout sur la mise en évidence du pré-régime convectif n'eut pas présenté de difficultés très spéciales *si nous avions possédé un local thermostatique à deux compartiments spacieux et indépendants* comme nous l'avions déjà dit.

Cependant, nous avons montré comment nous avons pu accommoder des mesures impar-

faites pour atteindre la différence de température four-enceinte, correspondant au régime rigoureusement permanent.

Nous sommes arrivé à *montrer l'existence d'un pré-régime convectif*.

Nous avons vu qu'entre l'origine et la région de la convection ordinaire, dans la courbe de variation du coefficient h avec les écarts de température, il faudrait distinguer 2 régions distinctes, dont la I-re seule, serait vraiment relative à un régime proprement dit; mais ce régime, nos expériences le font seulement pressentir. Par contre, nous avons mis nettement en évidence la deuxième région, qui est celle où règne une grande irrégularité dans la valeur de h . C'est la partie discontinue de la courbe du coefficient h de convection, en fonction de l'écart de température.

D'autre part, la grande précision relative avec laquelle peut être connu le coefficient h de convection ordinaire montre que *la convection*

normale dans les liquides est un phénomène très bien défini, contrairement à ce que l'on a pu croire; et nous avons apporté, accessoirement, quelques mesures de convection dans le fluide compris entre des ellipsoïdes bomofocaux, dispositif qui, à notre connaissance n'avait pas encore été expérimenté (bien que les mesures de M. V e r n o t t e dans l'air aient été relatives, aussi, à un dispositif rentrant à peu près dans la même catégorie).

Nous avons observé une forte variation des coefficients de convection avec les dispositifs et avons constaté un accord approché des mesures et du Critère P é c l e t - V e r n o t t e.

Nous avons montré aussi que l'obtention de valeurs de h , au voisinage de 10° , avec une précision relative de 3×10^{-4} , de l'ordre de celle que l'on avait trouvé pour l'air [19], n'était qu'une question d'étalonnage des instruments de mesure.

Nous remarquons que, dans de meilleures conditions de travail, telles que nous les avons analysées précédemment, il serait possible d'étudier avec précision le pré-régime dans le cas du système E_p, P_1 , formé par le plus petit four et la plus petite enceinte, à cause de la valeur plus élevée que prend alors l'écart de température correspondant au seuil de la convection ordinaire.

Au vrai, les mesures avec la plus grande enceinte présentent des difficultés particulièrement graves, non seulement parce que le seuil est moins élevé, mais aussi parce que la constante de temps de l'uniformisation de la température étant notablement plus grande, il est nécessaire de réaliser les expériences avec des régimes beaucoup plus près de l'état permanent.

Cette étude serait à compléter par l'étude de la variation de h avec la température absolue T .

BIBLIOGRAPHIE

(par ordre d'entrée en matière)

- [1] P. VERNOTTE, *Inauguration de l'Institut de Mécanique des Fluides à l'Université de Lille*. Communications des Journées Scientifiques et Techniques 1934.
- [2] — *Comptes rendus de l'Académie des Sciences, Paris*. C. R., t. 195, p. 1245, XII, 1932.
- [3] — C. R., t. 202, p. 119, I, 1936.
- [4] — C. R., t. 205, p. 411, VIII, 1937.
- [5] H. BÉNARD, *Sur les tourbillons en bandes et cellulaires du spermaceti*. (Thèse de Doctorat). Paris, 1901.
- [6] P. VERNOTTE, C. R., t. 203, p. 43, VII, 1936.
- [7] — C. R. t. 200, p. 1919, VI, 1935.
- [8] — C. R. t. 202, p. 733, III, 1936.
- [9] MM. P. VERNOTTE et BLOUIN, *Expériences sur le refroidissement d'un corps dans un courant d'air*. Publications Techniques du Ministère de l'Air. No. 36, p. 7, 1933.
- [10] ED. BRUN, *Phénomènes thermiques provoqués par le déplacement relatif d'un solide dans un fluide*. Publications Techniques du Ministère de l'Air. No. 63, 1935.
- [11] MM. P. VERNOTTE et TOUSSAINT, *Sur l'effet de puits*. Journal de Physique, juin 1932, p. 120 S.
- [12] RIBAUD, *Mesure des Températures*. (Collin), 1936.
- [13] A. POTOP, *Contribution à l'étude de la mesure des chaleurs spécifiques des gaz*. (Thèse), p. 38, Paris, 1939.
- [14] P. VERNOTTE, *Science et Industrie*, avril 1933 (janvier à juin).
- [15] M. ATANASIU, C. R. t. 205, p. 651, X, 1937.
- [16] *International Critical Tables*.
- [17] OLLIVIER, *Cours de Physique*.
- [18] P. VERNOTTE, C. R. t. 208, p. 976, III, 1939.
- [19] A. POTOP, C. R. t. 198, 1847, V, 1934.

